



**Mesure des processus de double désintégration bêta du
100Mo vers l'état excité 0+1 du 100Ru dans l'expérience
Nemo3 - Programme de R&D SuperNEMO : mise au
point d'un détecteur BiPo pour la mesure de très faibles
contaminations de feuilles sources**

A. Chapon

► **To cite this version:**

A. Chapon. Mesure des processus de double désintégration bêta du 100Mo vers l'état excité 0+1 du 100Ru dans l'expérience Nemo3 - Programme de R&D SuperNEMO : mise au point d'un détecteur BiPo pour la mesure de très faibles contaminations de feuilles sources. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2011. Français. NNT : . tel-00633435

HAL Id: tel-00633435

<https://theses.hal.science/tel-00633435>

Submitted on 18 Oct 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE DE CAEN BASSE-NORMANDIE

N° attribué par la bibliothèque
2011CAEN20

THÈSE

pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'Université de Caen Basse-Normandie
(arrêté du 7 août 2006)

Spécialité : **Constituants élémentaires et Physique théorique**
préparée au **Laboratoire de Physique Corpusculaire**
dans le cadre de l'École Doctorale **SIMEM**

présentée et soutenue publiquement
par

Arnaud CHAPON

le 10 octobre 2011

Titre:

**Mesure des processus de double désintégration bêta du ^{100}Mo vers
l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru dans l'expérience NEMO3**

**Programme de R&D SUPERNEMO : mise au point d'un détecteur
BiPo pour la mesure de très faibles contaminations de feuilles sources**

Directeur de thèse: **François MAUGER**

Jury

Mme. Corinne AUGIER,	Rapporteur
M. Sotiris LOUCATOS,	Rapporteur
M. Dominique DUCHESNEAU,	Examineur
M. Gilles GERBIER,	Examineur
M. Frédéric PERROT,	Examineur
M. François MAUGER,	Directeur de thèse

Résumé

Le détecteur NEMO3 a été conçu pour étudier la double désintégration bêta, et notamment, le processus sans émission de neutrino ($\beta\beta 0\nu$). Toutefois, la quantité de ^{100}Mo présente dans le détecteur (7 kg) permet aussi une mesure compétitive de la double désintégration bêta avec émission de deux neutrinos ($\beta\beta 2\nu$) du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru (canal $eeN\gamma$). Ledit processus et les sources de bruit de fond attendues ont d'abord fait l'objet d'études par simulations Monte-Carlo, afin d'estimer ensuite leurs contributions respectives à l'ensemble des données expérimentales de NEMO3 (2003-2011). Celles-ci ont été analysées : la demi-vie du processus $\beta\beta 2\nu$ a pu être mesurée et une limite inférieure sur la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ établie.

Par ailleurs, l'expérience SUPERNEMO, successeur de NEMO3, vise à atteindre une sensibilité de 10^{26} années sur la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$. Aussi, la radiopureté des feuilles sources de SUPERNEMO est soumise à des contraintes que ne permettent pas de mesurer les méthodes usuelles de spectrométrie γ : $2\,\mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ en ^{208}Tl et $10\,\mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ en ^{214}Bi . C'est pourquoi un détecteur dédié, BiPo, a été développé pour mesurer les contaminations en ^{208}Tl et en ^{214}Bi des feuilles sources de SUPERNEMO, par détection de la chaîne β - α de décroissance $\text{Bi}\rightarrow\text{Po}\rightarrow\text{Pb}$. Après avoir validé le principe de mesure, la contamination intrinsèque au détecteur a été mesurée. Extrapolée à un détecteur BiPo final de 3.6m^2 , ce dernier permettra de mesurer les contaminations des feuilles sources de SUPERNEMO en ^{208}Tl et en ^{214}Bi , en six mois de mesure, avec la sensibilité requise.

Abstract

The NEMO3 detector was designed for the study of double beta decay and in particular the search for neutrinoless double beta decay ($\beta\beta 0\nu$). The quantity of ^{100}Mo in the detector (7 kg) allows also a competitive measurement of the two-neutrino double beta decay ($\beta\beta 2\nu$) of ^{100}Mo to the excited 0_1^+ state of ^{100}Ru (eeN γ channel). Monte-Carlo simulations of the effect and of all the possible sources of background have been studied in order to determine their contributions to the full NEMO3 experimental data (2003-2011). These one have then been analysed : the $\beta\beta 2\nu$ decay half-life has been measured, and a limit on the $\beta\beta 0\nu$ decay has been obtained.

Moreover, the SUPERNEMO experiment aims to reach a sensitivity up to 10^{26} years on the half-life of neutrinoless double beta decay. The SUPERNEMO detector radioactivity has to be as low as possible. Especially radiopurity levels of $2\mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ in ^{208}Tl and $10\mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ in ^{214}Bi are required for the source foils. The gamma-spectrometry can not measure such low contamination levels. Hence, a BiPo dedicated detector has been developped to measure ^{208}Tl and ^{214}Bi contaminations, identifying the $\text{Bi}\rightarrow\text{Po}\rightarrow\text{Pb}$ β - α chains. A proof of principle has been performed and the detector background has been measured. Assuming these values, a full BiPo detector of 3.6 m^2 can achieve the required sensitivities for the SUPERNEMO source foils within six months of measurement.

Remerciements

François, à toi, il n'aura pas échappé que la date de soutenance de cette thèse pouvait être interprétée comme un nombre binaire : 101011. Or, la traduction décimale de cette interprétation est, à une unité près, la réponse universelle de l'Univers, à savoir 43^1 ... Alors, je t'entends déjà dire, "*oui, c'est donc $42 + 42/42$.*" (et c'est vrai), suivi d'un "*Je te l'avais bien dit!*" ou "*Tu vois ?*", mais tu m'as surtout apporté beaucoup de réponses plus pertinentes que celle-ci, durant cette thèse, et je t'en remercie. J'ai apprécié l'encadrement que tu m'as apporté : toujours disponible pour m'aider, sans emprise sur mon travail. Du stage de Master jusqu'à 43, tu m'as orienté, encouragé, apporté ta confiance et je t'en suis reconnaissant. Les trois années que j'ai passées à travailler avec toi, Dominique et Benoît m'ont parues bien courtes.

Il en est de même des membres de la collaboration NEMO, avec qui nous avons partagé de bons moments, notamment grâce aux jeunes groupes du LAL et du CENBG : Christine M, Sophie B, Vera K, Cédric C, Christophe H, Fred P, Laurent S, Mathieu B, Xavier G et Xavier S, sans oublier les chefs : Fabrice P et Serge J. Je vous remercie tous pour les nombreuses discussions que nous avons eues, autour d'un repas, ou plus tard dans la soirée, autour d'un verre. Tous ces moments conviviaux se sont aussi révélés des lieux d'apprentissage. Outre nos relations de travail, nous avons tissé des liens d'amitiés que, j'espère, nous ne laisserons pas le temps effiloche.

L'expérience BiPo m'a aussi donné l'opportunité de plusieurs séjours à Modane, tous remplis de bons souvenirs : les pizzas du peppuccio bien sûr, et ses charmantes serveuses, mais aussi la vipérine de Jean-Lou, les *ratés* à l'Hôtel Perce Neige (n'est-ce pas Benoît) ou encore Viktor T égaré dans un coin de labo... Si les journées de travail au tunnel ont été aussi agréables, c'est surtout grâce au personnel du LSM, toujours sympa et disponible pour donner un coup de main, et tous ceux avec qui j'ai pu faire le voyage, notamment Christian B, Jean B ou Jean H. J'aimerais ici les remercier pour leur compagnie et saluer le travail de tous les ingénieurs et techniciens qui ont apporté leur savoir-faire aux expériences BiPo, NEMO3 et SUPERNEMO.

Enfin, par ce paragraphe, j'aimerais remercier les membres du jury d'avoir accepté la tâche ingrate d'examiner cette thèse, malgré un mois de septembre étonnamment ensoleillé. Plus particulièrement, Corinne A et Sotiris L, je vous suis reconnaissant du temps que vous avez passé à corriger ma prose, à travers plusieurs échanges de courriels et téléphoniques. Merci également à Gilles G d'avoir en plus accepté de présider le jury.

¹42 is the answer to life, the universe and everything

Les remerciements qui suivent s'adressent à celles et ceux que j'ai cotoyés, ces dernières années, sans relation directe avec mes activités de recherche au sein de la collaboration NEMO.

En premier lieu, je pense à Ingrid G, Sandrine S, Frédéric J et Lamri A, Alexis Q, Julien L, Julien V et Michaël C, avec qui nous avons mis en place bon nombre de nouveautés au sein de l'Ecole Doctorale SIMEM, notamment un annuaire des doctorants, une enquête sur le devenir des docteurs de l'ED, ou encore une lettre d'informations bimensuelle. Si ces initiatives ont été des succès, je pense que c'est parce qu'elles ont toutes été élaborées dans la bonne humeur. Il en est de même de l'organisation des journées de l'Ecole Doctorale, à laquelle j'aimerais saluer tous ceux qui ont participé.

Je tiens également à remercier ceux qui ont facilité mes activités d'enseignement, en particulier Alain B, Etienne L (mon tuteur!) et Olivier J. Je vous remercie pour votre confiance. J'ai eu beaucoup de plaisir à enseigner, chaque semestre, et vous n'y êtes pas étrangers.

Je suis aussi très heureux d'avoir été entraîné sur le terrain de la médiation scientifique par les membres de Relais d'sciences, notamment Virginie K et François M, dès le début de ma thèse. Ça a été l'occasion, pour moi, de m'investir pleinement dans ce domaine d'activité, à travers l'Atelier du Chercheur (où j'ai eu le plaisir de faire ta connaissance Aurelija), la Fête de la science, puis plus tard le Billotron et Nucleus. A propos de ces deux dernières animations, j'aimerais remercier ceux qui ont participé à leur réalisation, en particulier Hugues de P, Julien G et Olivier L, mais aussi Christophe V, Daniel C, Jérôme P, Olivier G, Philippe D et Yves L. Mais ces outils de diffusion de la culture scientifique n'auraient pas vu le jour sans l'approbation du Directeur du laboratoire, et je tiens aussi à te remercier, Jean-Claude, pour ton soutien à ces projets.

Mon amitié va ensuite à l'ensemble des doctorants du LPC avec qui j'ai passé de très bons moments. C'est fondamentalement le cas de Claire C, Arnaud L, Edgard P ou Philippe V. Les soirées que nous avons passées ensemble ont parfois été longues, et tout le monde n'était pas au rendez-vous à 7h30 le lendemain... mais les soirées de thésards n'auraient pas été les mêmes sans quelques *jeunes anciens* pour les animer. Je pense ici à Ingrid G, Lynda A, Benoît G ou Yves L, qui ont toujours répondu présent.

Philippe, nous aurons en plus traversé le Maroc, ensemble et en 4L, et ce sont là des souvenirs inoubliables. Merci pour ta compagnie, pendant ces trois années, d'autant que tu auras repoussé ton départ pour accompagner ma fin de thèse...

Je pourrais ainsi remercier tous ceux avec qui j'ai passé de bons moments, au LPC, mais je crois que cela reviendrait à dresser une liste quasi-exhaustive des membres du laboratoire. Alors, je vais terminer par toi, Xavier, qui m'a accueilli dans ton bureau. Je te remercie de la place privilégiée que tu m'as cédée, et que tu ne devrais pas tarder à prendre... Je te souhaite le succès pour la préparation de ton HDR, laquelle, j'en suis sûr, ne sera pas conditionnée par les vents dominants !

Ces dernières lignes vont à mes proches, famille et amis, qui m'ont aidé à mener à bien cette thèse, et tout particulièrement Sandrine et mes parents, qui ont toujours accompagné mes projets.

Ami lecteur, j'espère que tu n'as pas ouvert ce document pour n'en lire que les remerciements, et te souhaite du plaisir dans la lecture des pages à venir...

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	iv
Remerciements	v
Table des matières	ix
Introduction	1
I Physique du neutrino et décroissance double bêta	3
1 Physique du neutrino	5
1 La physique du neutrino au XX ^e siècle	5
1.1 Existence théorique	5
1.2 Découverte expérimentale	6
1.3 De nouvelles questions	7
2 Le neutrino dans le Modèle Standard de la Physique des Particules	8
2.1 Les fermions élémentaires	8
2.2 Les bosons de jauge	9
2.3 Le neutrino de Dirac	10
3 Le neutrino au-delà du Modèle Standard	11
3.1 Le neutrino de Majorana	11
3.2 Termes de masse et mécanisme de la balançoire	11
3.2.1 Masse du neutrino de Dirac	11
3.2.2 Masse du neutrino de Majorana	12
3.2.3 Mécanisme de la balançoire	13
3.3 Masses et oscillations	14
3.3.1 Neutrinos solaires	15
3.3.2 Neutrinos atmosphériques	15
3.3.3 Neutrinos de réacteurs	17
3.3.4 Neutrinos d'accélérateurs	18
3.3.5 Conclusion	18
4 Mesures cinématiques directes de la masse du neutrino	18
4.1 Désintégration bêta	20
4.2 Désintégration des pions et des τ	22

2	Double désintégration bêta	23
1	Double désintégration bêta permise	24
2	Double désintégration bêta sans émission de neutrinos	25
3	Expériences en double bêta	26
3.1	Choix des isotopes	28
3.1.1	Energie de transition	28
3.1.2	Abondance naturelle et capacité d'enrichissement	28
3.1.3	Espace de phase	28
3.1.4	Éléments de matrice nucléaire	28
3.2	Expériences passées ou en cours	30
3.2.1	Heidelberg-Moscou	31
3.2.2	NEMO3	31
3.2.3	CUORICINO	31
3.3	Expériences à venir	31
3.3.1	CUORE	32
3.3.2	GerDA et Majorana	32
3.3.3	EXO-200 et NEXT	32
3.3.4	Cobra	32
3.3.5	Moon	32
3.3.6	SUPERNEMO	33
3.3.7	Conclusion	33
II	Le détecteur NEMO3 : description et analyse des données	35
3	Description du dispositif expérimental NEMO3	37
1	Description générale	37
1.1	Géométrie du détecteur	37
1.2	Laboratoire souterrain de Modane	38
1.3	Usine anti-radon	40
2	Feuilles sources	41
2.1	Choix des isotopes	41
2.2	Enrichissement des sources	41
2.3	Purification des sources	43
2.3.1	Méthode physique	43
2.3.2	Méthode chimique	43
2.4	Cadres sources	43
3	Détecteur de traces	44
3.1	Géométrie	44
3.2	Principe de fonctionnement	47
3.3	Champ magnétique	47
4	Calorimètre	47
4.1	Scintillateur	48
4.2	Guide de lumière et photomultiplicateur	49
4.3	Etalonnage du calorimètre	50
4.3.1	Etalonnage absolu en énergie	50

4.3.2	Etalonnage absolu en temps	51
4.3.3	Suivi relatif des gains des PMs	52
5	Electronique et acquisition	52
5.1	Electronique d'acquisition du calorimètre	52
5.2	Electronique d'acquisition de la chambre à fils	53
5.3	Système de déclenchement de la prise de données	54
4	Reconstruction des évènements, analyse et simulation	57
1	Reconstruction des évènements	57
1.1	Etalonnage en énergie et stabilité du calorimètre	57
1.2	Reconstruction en temps	58
1.3	Reconstruction des traces	59
2	Description du système d'analyse de données et outil de simulation	60
2.1	Structure générale du système d'analyse de données	60
2.2	Base de données	62
2.3	Outil de simulation	62
3	Application au canal $2e^-$ du ^{100}Mo	64
5	Bruits de fond de l'expérience NEMO3	67
1	Bruit de fond interne	68
1.1	Mesure de l'activité en ^{214}Bi dans la source	68
1.2	Mesure de l'activité en ^{208}Tl dans la source	69
2	Bruit de fond externe	71
2.1	Mesure du taux de radon dans la chambre à fils	71
2.1.1	Sélection d'évènements	72
2.1.2	Evolution de l'activité en ^{222}Rn dans l'espace et le temps	74
2.2	Modèle de bruit de fond externe à la chambre à fils	74
2.2.1	Rayonnement γ provenant du laboratoire	77
2.2.2	Neutrons	77
2.2.3	Modèle de bruit de fond externe dans le détecteur NEMO3	77
3	Validation du modèle de bruit de fond	78
6	Décroissances $\beta\beta$ du ^{100}Mo vers les états excités du ^{100}Ru	81
1	Demi-vie attendue et principales sources de bruit de fond	81
1.1	Prédictions théoriques	81
1.1.1	Motivations	81
1.1.2	Décroissance $\beta\beta$ du ^{100}Mo ($0^+ \rightarrow 2_1^+$)	82
1.2	Précédents résultats expérimentaux	82
2	Simulation et sélection des évènements pour l'exploitation des données de NEMO3	84
2.1	Principales sources de bruit de fond de la double désintégration bêta du ^{100}Mo vers l'état 0_1^+ du ^{100}Ru	84
2.2	Sélection des évènements	85
2.2.1	Détection des γ de désexcitation	85
2.2.2	Sélection topologique	85
2.2.3	Analyse et sélection en temps de vol	87
2.2.4	Sélection préliminaire en énergie	88

	2.2.5	Sélection conditionnelle en énergie	90
	2.2.6	Conclusion	90
3		Exploitation des données de NEMO3	94
	3.1	Mesure du processus de $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru . .	94
	3.1.1	Sélection des événements et bruit de fond attendu	94
	3.1.2	Ajustement statistique et mesure de $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}$	96
	3.1.3	Mesure de la qualité de l'ajustement	99
	3.1.4	Sources d'erreurs systématiques	99
	3.1.5	Conclusion	103
	3.2	Etude du processus de $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru . . .	103
	3.2.1	Sélection des événements et bruit de fond attendu	103
	3.2.2	Sensibilité de l'expérience et mesure de $T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}$	104
	3.2.3	Conclusion	108
 III Programme de R&D SUPERNEMO : le détecteur BiPo			109
 7 Le projet SUPERNEMO			111
	1	Caractéristiques	111
	2	Programmes de R&D engagés pour SUPERNEMO	112
	2.1	Production des feuilles source	112
	2.2	Tissage de la chambre à fils	113
	2.3	Calorimètre	114
	2.4	Bruits de fond	115
	2.4.1	Radiopureté en ^{208}Tl et en ^{214}Bi	115
	2.4.2	La problématique du ^{222}Rn	117
	3	Perspectives	118
 8 Le détecteur BiPo			119
	1	Intérêt du détecteur BiPo	119
	2	Description du dispositif expérimental	120
	2.1	Environnement des détecteurs prototypes BiPo	120
	2.2	Système d'acquisition	121
	2.2.1	Carte Matabacq	121
	2.2.2	Carte Trigger	122
	3	Bruits de fond	123
 9 Du détecteur prototype BiPo1 à BiPo3			125
	1	Détail des modules et phases d'acquisition	125
	2	Qualification du détecteur	126
	2.1	Efficacité de détection	126
	2.2	Facteur de quenching	128
	2.3	Fonction de réponse du détecteur	129
	2.4	Taux de déclenchement et temps mort	130
	3	Etalonnage	131
	3.1	Etalonnage en temps	132
	3.2	Etalonnage en énergie	134

4	Signature d'un évènement <i>BiPo</i>	136
5	Validation du procédé <i>BiPo</i>	136
5.1	Dépôts d'énergie dans les scintillateurs opposés	137
5.2	Dépôts d'énergie dans le même scintillateur	138
5.3	Discrimination β/α	140
6	Suivi des gains des PMs : Modules 4 à 8	141
7	Mesure de la radiopureté des modules	145
7.1	Contamination de volume en ^{208}Tl : Module 3	145
7.2	Contamination en surface : Modules 9 à 11 et C1 à C10	146
7.2.1	Contamination de surface en ^{208}Tl	146
7.2.2	Contamination de surface en ^{214}Bi	148
7.3	Contamination de surface d'un premier module BiPo3	152
8	Sensibilité attendue de BiPo3	153
8.1	Contamination uniforme	154
8.2	Détection de points chauds	155
8.3	Conclusion	155
10	Le module Phoswich	157
1	Assemblage des scintillateurs	157
2	Validation du procédé <i>BiPo</i>	158
3	Discrimination β/α	159
4	Conclusion	162
	Synthèse	163
	Bibliographie	165

Introduction

Observé par Cowan et Reines en 1956, le neutrino avait été postulé pour la première fois par Pauli en 1930 pour concilier la continuité du spectre bêta et le principe de conservation de l'énergie. Depuis les travaux de ces pionniers, théoriciens et expérimentateurs ont largement travaillé en collaboration pour mettre en évidence une éventuelle Physique au-delà du Modèle Standard.

En effet, le Modèle Standard de la Physique des Particules, cadre théorique établi dans les années 1970, ne prédit ni la masse ni la nature du neutrino. Or, des expériences récentes ont permis de mettre en évidence des phénomènes d'oscillation de saveur des neutrinos. Si ces expériences permettent d'évaluer la matrice de mélange du neutrino et offrent des informations sur les différences de masse entre les saveurs, elles ne renseignent aucunement sur les masses elles-mêmes.

L'estimation de la masse du neutrino pourrait de plus jouer un rôle majeur pour la compréhension des théories de grande unification, dont certaines prédisent naturellement une masse faible à la particule. Mais la masse du neutrino pourrait permettre de répondre à d'autres questions fondamentales, telles que la compréhension du phénomène de nucléosynthèse lors du Big-Bang, l'asymétrie matière-anti-matière via la leptogénèse, la forme de l'Univers... La détermination de l'échelle de masse du neutrino joue donc un rôle crucial pour étendre les connaissances des particules élémentaires.

La première partie de cette thèse est dédiée à la présentation du neutrino dans et au-delà du Modèle Standard de la Physique des Particules. L'intérêt de la double désintégration bêta sans émission de neutrino ($\beta\beta 0\nu$) comme sonde de ses propriétés est également exposé.

L'expérience NEMO3, dont la prise de données s'est étendue de 2003 à 2011, vise en effet à mettre en évidence le processus $\beta\beta 0\nu$, dont la signature est un pic monoénergétique, à l'énergie $Q_{\beta\beta}$. Aussi, l'expérience utilise une technique dite "tracko-calorimétrie" qui permet de reconstruire les traces des électrons et mesurer à la fois leur énergie et leur temps de vol. Cette technique permet un bon rejet des bruits de fond, principal obstacle à ce type de mesure.

L'expérience présente, de plus, la particularité de séparer les sources émettrices $\beta\beta$ du système de détection, permettant l'étude simultanée de plusieurs isotopes. Parmi eux, le détecteur contient près de 7 kg de ^{100}Mo , dont l'étude des transitions vers les états excités du ^{100}Ru fait l'objet de la deuxième partie de cette thèse, dans laquelle sont également présentés le dispositif expérimental et les outils d'analyse et de simulation développés et utilisés pour la réaliser.

Enfin, un projet de nouvelle génération, baptisé SUPERNEMO, est actuellement en développement. La sensibilité visée sur la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ est de 10^{26} années, soit deux ordres de grandeur supérieure à celle aujourd'hui atteinte par NEMO3. Pour remplir cet

objectif, la radiopureté interne des feuilles sources en ^{208}Tl et ^{214}Bi doit respecter des contraintes fixées à $2\,\mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ en ^{208}Tl et $10\,\mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ en ^{214}Bi .

Aussi, en 2006, la collaboration NEMO a décidé le développement d'un détecteur dédié à ces mesures, BiPo. La troisième partie de cette thèse présente les principaux résultats de son étude : la faisabilité de la mesure par détection de la cascade *BiPo* et la mesure de radiopureté de surface du détecteur prototype BiPo1 ont notamment fait l'objet d'études, détaillées dans cette dernière partie.

Première partie

Physique du neutrino et décroissance double bêta

Chapitre 1

Physique du neutrino

1 La physique du neutrino au XX^e siècle

Les neutrinos sont apparus peu après la naissance de l'Univers. Le neutrino est vraisemblablement la deuxième particule la plus abondante de l'Univers, après les photons. Pourtant, l'idée du neutrino ne date que de 1930, lorsque W. Pauli [1] fit l'hypothèse de son existence pour expliquer la forme du spectre β et sauver le principe de conservation de l'énergie, alors remis en cause.

1.1 Existence théorique

Au début du XX^e siècle, l'atome est considéré comme un noyau composé de protons et d'électrons, autour duquel gravitent des électrons périphériques. En 1914, J. Chadwick met en évidence la désintégration radioactive β , alors expliquée par l'émission d'un électron du noyau. Il s'attend à ce que le spectre de l'électron soit une raie monénergétique, mais observe un spectre continu. L'existence d'une nouvelle particule nucléaire est alors postulée par Pauli, laquelle emporterait une partie de l'énergie émise lors de la décroissance β . Aussi, pour conserver la charge électrique et tenir compte de sa probabilité d'interaction manifestement faible, cette particule, d'abord appelée *neutron*, doit être neutre, de masse négligeable et de spin demi-entier. La perplexité quant à l'existence d'une particule neutre est entretenue jusqu'en 1932, date de la découverte du neutron par Chadwick. Toutefois, le neutron de Chadwick et *celui* imaginé par Pauli semblent être deux particules différentes.

L'année suivante, en 1933, tandis que F. Joliot-Curie découvre la radioactivité β^+ , E. Fermi élabore sa théorie de l'interaction faible [2], postulant l'existence de quatre forces fondamentales. Parmi elles, l'interaction faible serait responsable de la transformation d'un noyau A_ZX en un isobare de numéro atomique $Z+1$, par émission d'un électron et d'un *neutron* de Pauli, alors rebaptisé *neutrino* (le petit neutron en italien), pour éviter toute confusion. Cette théorie permet de reproduire parfaitement l'allure du spectre β .

La quête du neutrino commence alors qu'en 1934, H. Bethe et R. Peierls montrent que la section efficace de production d'un processus nucléaire par un anti-neutrino (décroissance β inverse) est extrêmement faible [Eq. 1.1].

$$\bar{\nu} + p \longrightarrow e^+ + n \quad (1.1)$$

Elle est de l'ordre de 10^{-43} cm^2 à 1 MeV. Ce qui signifie que son libre parcours moyen dans la matière avoisinerait les 10 al^1 .

1.2 Découverte expérimentale

En 1937, E. Majorana élabore une théorie symétrique de l'interaction faible dans laquelle le neutrino est indissociable de son anti-particule. Cette hypothèse introduit le "neutrino de Majorana", en opposition au "neutrino de Dirac". Pour tester cette hypothèse, W.H. Furry [3] propose, dès 1939, la double désintégration bêta sans émission de neutrino, laquelle est discutée dans le chapitre 2.

La même année, le muon est découvert dans les rayons cosmiques, ouvrant la possibilité d'une deuxième saveur de neutrino. L'existence de cette dernière est renforcée par la mesure du spectre continu de la décroissance du muon, en 1948. L'année suivante, Fermi met en évidence l'interaction universelle qui porte son nom, prouvant que la décroissance β , la décroissance du μ et la capture nucléaire du μ sont régies par la même interaction. Ce résultat est illustré par la figure 1.1.

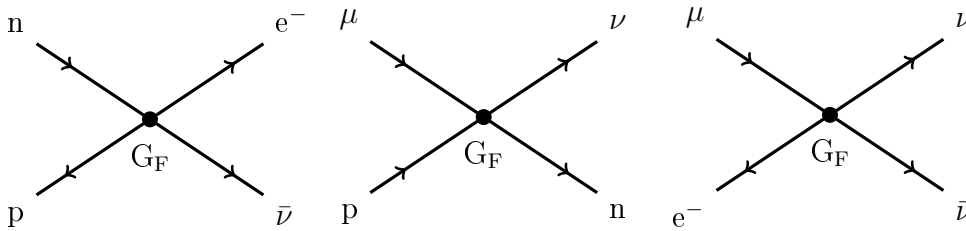


FIG. 1.1: Illustration de l'interaction universelle de Fermi sous la forme de diagrammes de Feynman

Cependant, la découverte expérimentale du neutrino, près de trente ans après sa prédiction théorique, revient à F. Reines et C. Cowan, en 1956. L'expérience [4], installée auprès du réacteur de Savannah River, en Caroline du Sud, était basée sur la réaction de capture d'un anti-neutrino par un proton [Eq. 1.1]. Le positron s'annihile en donnant deux photons simultanés et le neutron ralentit avant d'être éventuellement capturé par du cadmium, ce qui provoque l'émission de photons environ $15 \mu\text{s}$ après les photons d'annihilation du positron. Ces photons sont détectés et la signature en temps permet d'identifier l'interaction d'un neutrino.

Dans le même temps, R. Davis échoue à détecter des anti-neutrinos de réacteur par capture neutronique [5] :

¹année-lumière



Ceci amène à distinguer le neutrino et l'anti-neutrino (particules de Dirac) et prouve la conservation du nombre leptonique total. Le chapitre du neutrino semble alors définitivement clos.

1.3 De nouvelles questions

La compréhension de l'interaction faible et du neutrino subissent un nouveau rebond, tant crucial qu'inattendu, induit par l'étude des particules élémentaires émises par décroissance β . En effet, en 1956, T.D. Lee et C.N. Yang se proposent de tester la conservation de la parité [6], jusque là jamais remise en cause, dans l'interaction faible, afin de résoudre le problème du "puzzle θ - τ " (s'avérant en fait une même particule, K, présentant des hélicités opposées). Leur expérience et celles menées dans les années suivantes mettent en évidence une violation maximale du principe de conservation de la parité. Il en résulte que l'interaction faible comporte des courants vectoriel et axial (théorie V-A) [Fig. 1.2] et que les neutrinos intervenant dans une réaction régie par l'interaction faible ne peuvent être que d'hélicité gauche et les anti-neutrinos, d'hélicité droite. Cette asymétrie d'hélicité suffit à expliquer l'échec de l'expérience de Davis et ouvre à nouveau la question de la nature Dirac ou Majorana du neutrino.

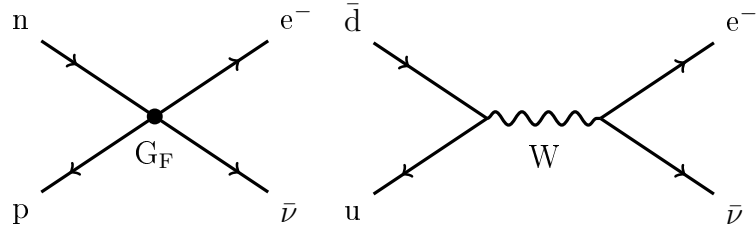
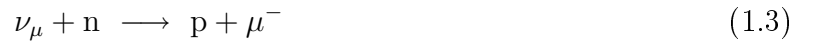


FIG. 1.2: Illustration de la théorie de l'interaction faible vue par Fermi (à gauche) et par Glashow, Weinberg et Salam (à droite) sous la forme de diagrammes de Feynman

Un nouveau pas en avant dans la physique du neutrino est franchi en 1962, avec la découverte du neutrino ν_μ par capture à haute énergie :



Cette réaction, observée par L.M. Lederman auprès de l'accélérateur de particules AGS (Brookhaven) [7] permet de compléter la deuxième génération de leptons, induisant un nouveau nombre leptonique, chacun devant être conservé indépendamment.

En 1969, Davis réitère sa tentative de capture neutronique par des atomes de ^{37}Cl [Eq. 1.2] sur des neutrinos solaires. C'est là une expérience pionnière à bien des égards. En effet, il s'agit alors de la plus longue de l'Histoire et la première menée en milieu souterrain, afin de réduire le taux de bruit de fond induit par les muons cosmiques. Les résultats de l'expérience de Davis mènent au célèbre problème du neutrino solaire. En effet, alors que 6 à 8 SNU² étaient attendus, suivant les calculs, Davis n'en observa que 2.5 avec une incertitude de 10%. Cette expérience marque alors le début d'une nouvelle discipline : l'astrophysique du neutrino.

En 1983, les expériences UA1 et UA2 menées auprès du collisionneur $p\bar{p}$ conçu et construit au CERN³ sous la direction de C. Rubbia et S. Van der Meer, montrent, par l'observation de la production et des décroissances des bosons W et Z [Eq. 1.4], la validité de la théorie de l'interaction électrofaible.

$$\begin{aligned} W^- &\longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e \\ Z_0 &\longrightarrow \mu^+ + \mu^- \end{aligned} \tag{1.4}$$

La dernière génération de neutrino (ν_τ ⁴), et dernier fermion fondamental manquant d'après les prédictions du Modèle Standard de la Physique des Particules, a été indirectement observé par différentes expériences avant d'être découvert en 2000, suite à l'expérience DONuT⁵ [8].

Le champ de connaissance du neutrino s'est profondément élargi ces dernières années, rendant difficile de le traiter chronologiquement. Les sections suivantes se veulent donc un classement thématique de l'état de connaissance du neutrino.

2 Le neutrino dans le Modèle Standard de la Physique des Particules

Le Modèle Standard de la Physique des Particules est le cadre théorique permettant de décrire les constituants élémentaires de la matière, les fermions, et les interactions qui les gouvernent, véhiculées par des particules messagères, les bosons [9].

2.1 Les fermions élémentaires

Les fermions sont des particules de spin demi-entier obéissant à la statistique de Fermi-Dirac. Ils sont donc soumis au principe d'exclusion de Pauli, d'après lequel deux fermions identiques ne peuvent pas être simultanément dans le même état quantique. C'est cette impénétrabilité qui permet aux fermions élémentaires de constituer toute la matière.

²1 SNU = 1 évènement par seconde, pour 10^{36} atomes cibles

³European Organization for Nuclear Research, Genève, Suisse

⁴ τ est l'initiale de "troisième" en grec

⁵Direct Observation of Nu Tau

Les fermions sont classés en doublets de chiralité gauche d'isospin faible et singlets de chiralité droite suivant trois générations, comme l'illustre le tableau 1.1. Les particules de la première génération sont les plus légères et sont stables. Elles constituent la matière ordinaire. Les autres sont instables et décroissent vers la première génération.

1 ^{ere}	2 ^{eme}	3 ^{eme}	Q
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$ $u_R \ d_R$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$ $c_R \ s_R$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$ $t_R \ b_R$	$\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$
$\begin{pmatrix} \nu_{e^-} \\ e^- \end{pmatrix}_L$ e_R^-	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$ μ_R^-	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$ τ_R^-	0 -1

TAB. 1.1: Classification en doublets de chiralité gauches et singlets de chiralité droite des fermions du Modèle Standard

A noter que le caractère (V-A) de l'interaction faible par courant chargé exclut les neutrinos droits ν_R du Modèle Standard de la Physique des Particules, dans lequel seuls existent des neutrinos gauches ν_L et des anti-neutrinos droits $\bar{\nu}_R$.

2.2 Les bosons de jauge

La classification des fermions [Tab. 1.1] tient sa justification du groupe de jauge du Modèle Standard de la Physique des Particules :

$$G_{MS} = SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (1.5)$$

où $SU(3)$ ⁶ est le groupe de jauge de la chromodynamique quantique (QCD), à l'origine de l'interaction forte. Les neutrinos n'y étant pas soumis, l'accent est porté sur le groupe de jauge unifiant les interactions faible et électromagnétique dans la théorie électrofaible : $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ⁷, lequel contient l'isospin faible $SU(2)_L$ où l'indice L indique que seuls les fermions de chiralité gauche se transforment sous ce groupe, et l'hypercharge $U(1)_Y$.

Les groupes $SU(3)$, $SU(2)$ et $U(1)$ ont respectivement 8, 3 et 1 générateurs, auxquels sont associés autant de bosons de jauge :

- les huit bosons associés au groupe $SU(3)$ sont les gluons ;
- les trois générateurs du groupe $SU(2)$ font apparaître, après brisure spontanée de la symétrie, trois bosons, parmi lesquels les bosons chargés W^+ et W^- ;
- le troisième boson Z_0 , ainsi que le photon, sont issus du mélange $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

⁶le groupe spécial unitaire $SU(N)$ est le groupe des matrices $N \times N$ unitaires de déterminant égal à 1

⁷le groupe unitaire $U(N)$ est le groupe des matrices $N \times N$ unitaires

Les bosons sont soumis à la statistique de Bose-Einstein et véhiculent les interactions fondamentales décrites par le Modèle Standard.

L'Univers est gouverné par quatre interactions classées ici par ordre décroissant d'intensité :

- l'**interaction forte** maintient entre eux des quarks pour former des baryons ou des mésons. Elle est véhiculée par les gluons et n'agit pas sur les leptons ;
- l'**interaction électromagnétique** agit sur toutes les particules électriquement chargées. Elle est associée au photon ;
- l'**interaction faible**, gouvernée par les bosons W^+ , W^- et Z_0 , est responsable des désintégrations radioactives et du mélange des quarks ;
- l'**interaction gravitationnelle**, qui, dans le cadre de la relativité générale, agit sur tout objet possédant une énergie non nulle. Elle n'est pas prise en compte dans le Modèle Standard de la Physique des Particules car il n'existe pas de théorie quantique renormalisable pour la décrire.

Le tableau 1.2 présente la liste des interactions décrites par le Modèle Standard et leurs bosons associés. La masse de ces derniers est également indiquée ; la portée de l'interaction y est inversement proportionnelle.

Interaction	Boson(s)	Masse(s) (GeV)	Constante de couplage
forte	8 gluons	0	$\alpha_s \approx 1$
électromagnétique	photon	0	$\alpha = \frac{1}{137}$
faible	Z_0 W^\pm	91.1876 ± 0.0021 80.403 ± 0.029	$\approx 10^{-5}$

TAB. 1.2: Interactions du Modèle Standard et bosons associés

2.3 Le neutrino de Dirac

A chaque doublet fermionique [Tab. 1.1] correspond un vertex d'interaction faible dans lequel les deux fermions sont couplés à un boson W chargé, via la constante d'interaction faible. La largeur expérimentale de la résonance du boson neutre Z correspond presque exactement aux trois saveurs de neutrinos.

Pourtant, dans sa forme minimaliste, le Modèle Standard de la Physique des Particules définit le neutrino comme une particule de spin demi-entier de masse nulle. Le Modèle prédit de plus l'existence de trois saveurs de neutrinos, associées à chacune des familles de leptons, leur interdisant de se mélanger et nécessitant la conservation des trois nombres leptoniques, indépendamment. Les neutrinos sont donc considérés, dans le Modèle Standard de la Physique des Particules, comme des particules de Dirac : l'anti-neutrino est fondamentalement différent

du neutrino de même saveur associé.

Cependant, du fait de la très faible probabilité d'interaction du neutrino, les indices expérimentaux permettant de contraindre cette théorie sont incertains. Différentes propriétés alternatives au neutrino et/ou à l'interaction faible ne sont pas exclues par les expériences menées jusqu'à aujourd'hui.

3 Le neutrino au-delà du Modèle Standard

3.1 Le neutrino de Majorana

Le neutrino et l'anti-neutrino sont interprétés, dans l'hypothèse de Majorana [10], comme une seule et même particule. Dans ce cas, deux états possibles du neutrino coexistent : ν_L et ν_R correspondant respectivement à un état d'hélicité gauche et droite. Cependant, le passage d'un état d'hélicité à un autre n'est possible, par transformation de Lorentz, que si la particule de Majorana est massive.

Or, si le neutrino est massif, reste à comprendre pourquoi sa masse est si faible comparée à celles des autres fermions [Fig. 1.3]. Le “mécanisme de la balançoire” (*see-saw*) pourrait expliquer cet écart de masses. Il est détaillé dans la section 3.2.

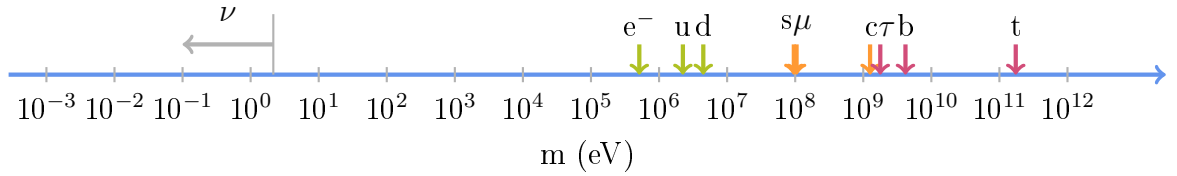


FIG. 1.3: Masse des fermions élémentaires

3.2 Termes de masse et mécanisme de la balançoire

3.2.1 Masse du neutrino de Dirac

L'équation de Dirac permet de décrire une particule libre de spin demi-entier sans interaction. Appliquée au neutrino, elle s'écrit dans le formalisme lagrangien :

$$(i \gamma^\mu \delta_\mu - m) \psi = 0 \quad (1.6)$$

avec γ^μ les matrices de Dirac, δ_μ un opérateur de dérivation des coordonnées espace-temps⁸ et m la masse au repos de la particule.

Cette équation admet deux solutions :

⁸le quadrivecteur impulsion est défini par $p_\mu = i \delta_\mu = \left(i \frac{\delta}{\delta t} ; i \vec{\nabla} \right)$

- la première représente le neutrino et s'écrit :

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_R \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

où ψ_L et ψ_R sont deux champs chiraux gauche et droit, respectivement assimilables à des états purs d'hélicité gauche ν_L et droite ν_R , images l'un de l'autre par Parité P .

- la deuxième solution représente l'anti-neutrino suivant deux composantes de chiralités gauche et droite : $\bar{\nu}_L$ et $\bar{\nu}_R$.

Finalement, le lagrangien définissant le terme de masse usuel pour un neutrino de Dirac peut s'écrire, à partir de l'équation 1.6, en utilisant l'invariant de Lorentz $\bar{\psi}\psi$ [11, 12, 13] :

$$\mathcal{L}_D = m_D (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L) \quad (1.8)$$

où m_D est la masse du neutrino de Dirac.

Ainsi, la production d'un terme de masse nécessite l'existence d'un neutrino gauche et d'un neutrino droit. Toutefois, dans la limite d'une masse nulle (Modèle Standard de la Physique des Particules), seules deux solutions indépendantes subsistent, alors appelés neutrinos de Weyl : le neutrino de chiralité gauche (ν_L) et l'anti-neutrino de chiralité droite ($\bar{\nu}_R$).

3.2.2 Masse du neutrino de Majorana

L'opérateur de conjugaison de charge est une autre façon de produire un champ de type droit. C'est ce que montre l'équation 1.9 :

$$(\psi_L)^C = \psi_R \quad \text{et} \quad (\psi_R)^C = \psi_L \quad (1.9)$$

où C est l'opérateur de conjugaison de charge vérifiant la relation $C^{-1}\gamma^\nu C = -(\gamma^\nu)^T$.

Les neutrinos satisfaisant cette équation sont les neutrinos de Majorana. A noter que de tels termes ne peuvent pas être construits pour les autres fermions car ils ne conserveraient pas la charge électrique.

Dans cette hypothèse, doit être ajouté au lagrangien décrit par l'équation 1.8, le terme suivant, obtenu à partir de l'invariant de Lorentz $\bar{\psi}(\psi)^C$ [11, 12, 13] :

$$\mathcal{L}_M = \frac{1}{2} (m_M \bar{\psi} (\psi)^C + m_M^* (\bar{\psi})^C \psi) \quad (1.10)$$

$$= \frac{1}{2} m_M \bar{\psi} (\psi)^C + hc \quad (1.11)$$

où le facteur $\frac{1}{2}$ permet de tenir compte du fait que ψ^C et $\bar{\psi}$ ne sont pas indépendants, m_M est la masse du neutrino de Majorana et hc l'hermitien conjugué.

Or, si le terme de Dirac conserve le nombre de particules, les termes de Majorana violent la conservation du nombre leptonique de deux unités. C'est la raison pour laquelle ils sont

interdits dans le Modèle Standard. Toutefois, la conservation du nombre leptonique n'est liée qu'au choix du groupe de symétrie de jauge et n'est pas une propriété intrinsèque des théories de jauge. Une physique au-delà du Modèle Standard apparaît donc possible.

Si les termes de Majorana [Eq. 1.11] sont admis dans le lagrangien décrit par l'équation 1.8, celle-ci devient [11, 12, 13] :

$$\mathcal{L}_{D+M} = \frac{1}{2} (m_D (\bar{\psi}_L \psi_R + (\bar{\psi}_L)^C (\psi_R)^C) + m_L \bar{\psi}_L (\psi_R)^C + m_R (\bar{\psi}_L)^C \psi_R) + hc \quad (1.12)$$

où m_L et m_R sont les masses de Majorana respectivement gauche et droite.

L'équation 1.12 peut encore être écrite sous forme matricielle :

$$\mathcal{L}_{D+M} = \frac{1}{2} (\bar{\psi}_L, (\bar{\psi}_L)^C) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\psi_R)^C \\ \psi_R \end{pmatrix} + hc \quad (1.13)$$

où $\begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}$ est la matrice de masse.

3.2.3 Mécanisme de la balançoire

Le mécanisme de la balançoire a pour effet de générer des masses très faibles pour les neutrinos. C'est un modèle purement théorique dans lequel le couplage gauche de Majorana est supposé nul [14]. Le terme m_L de la matrice de masse est donc égal à 0 et seul le terme de couplage droit est conservé, noté M . La matrice de masse s'écrit alors :

$$\begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

La diagonalisation de cette matrice conduit à deux valeurs propres :

$$m_{\pm} = \frac{1}{2} \left(M \pm \sqrt{M^2 + 4 m_D^2} \right) \quad (1.15)$$

Aussi, en posant $M \gg m_D$, les masses de Majorana deviennent :

$$\begin{aligned} m_+ &\rightarrow M \\ m_- &\rightarrow \frac{m_D^2}{M} \end{aligned} \quad (1.16)$$

Ces valeurs propres illustrent un mécanisme de balançoire à travers lequel la masse d'un neutrino *léger* apparaît inversement proportionnelle à la masse d'un neutrino *lourd* et *stérile*. Le produit des masses reste constant et vaut m_D^2 , qui est de l'ordre de grandeur de la masse des fermions.

Ainsi ce modèle, qui nécessite l'introduction de neutrinos lourds droits, permet d'expliquer la petitesse des masses des neutrinos sans faire appel à de nouvelles interactions de jauge.

3.3 Masses et oscillations

Dans le cas des neutrinos massifs, les états propres de saveur des neutrinos $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e^-, \mu, \tau$) ne sont pas états propres de masse $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) et les neutrinos se mélangent. Ainsi, à l'instar de la matrice CKM de mélange des quarks, il existe une matrice unitaire 3×3 décrivant les transitions entre les différentes saveurs de neutrinos ; c'est la matrice PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata), laquelle peut être décomposée en un produit de matrices, telles que :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.17)$$

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\eta/2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\eta/2+i\zeta} \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

où $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ avec $i, j = 1, 2, 3$. δ est une phase de Dirac de violation de CP et η et ζ les phases de Majorana [15, 16].

L'angle θ_{ij} est appelé "angle de mélange". Il est tel qu'un neutrino de saveur α donnée peut produire un lepton de saveur $\beta \neq \alpha$ après s'être propagé. On parle alors d'oscillation. C'est ce qu'illustre l'équation 1.19.

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_i \\ \nu_j \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

La probabilité d'oscillation à deux saveurs d'un neutrino ν_α d'énergie E à une distance L de son point de production s'exprime à partir de l'équation de Schrödinger :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sum_{ij} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i\left(\frac{\Delta m^2}{2E}L\right)} \quad (1.20)$$

$$= \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \quad (1.21)$$

Ainsi, l'observation d'oscillations de neutrinos entre deux saveurs α et β implique que la différence de masses carrées des états propres de masse Δm^2 est non nulle. Le phénomène d'oscillation est cependant indépendant tant aux phases de Majorana η et ζ qu'au signe de Δm^2 et ne permet donc pas de déterminer le hiérarchie de masse des neutrinos [Fig. 1.8].

Expérimentalement, il est possible de rechercher l'apparition de neutrinos de saveur β dans un faisceau de neutrinos ν_α ou de rechercher la disparition de neutrinos ν_α produits par une source précisément connue. Quelques exemples d'expériences d'oscillations des neutrinos sont présentées ici. L'angle θ_{12} est donné par les résultats d'oscillation sur les neutrinos solaires et les neutrinos de réacteurs avec de longues distances d'oscillations ; l'angle θ_{23} est donné par les résultats d'oscillation sur les neutrinos atmosphériques et d'accélérateurs ; θ_{13} est donné par les résultats d'oscillation sur les neutrinos de réacteurs avec de courtes distances d'oscillations.

3.3.1 Neutrinos solaires

Le Soleil est une source pure de neutrinos électroniques ν_e d'énergie moyenne 600 keV, comme le montrent les figures 1.4 et 1.5. Le flux de neutrinos solaires a été mesuré par plusieurs expériences indépendantes (Chlorine [17], GALLEX [18], SAGE [19]) au cours du XX^e siècle. Ces expériences ont toutes conduit à constater un flux de neutrinos électroniques inférieur aux prédictions du Modèle Standard du Soleil d'un facteur 1/3.

Cet effet n'a été formellement attribué à l'oscillation de saveur des neutrinos solaires qu'en 2001, grâce à l'expérience SNO [21], dont mille tonnes d'eau lourde constituent le milieu de détection. Le principe de cette expérience repose sur l'interaction de neutrinos par courant faible neutre sur le deutérium, sans distinction de saveur :

$$\nu_\alpha d \longrightarrow \nu_\alpha p n \quad (1.22)$$

L'expérience a ainsi montré que d'autres saveurs de neutrino pouvaient provenir du Soleil mettant en évidence le phénomène d'oscillation. L'expérience a de plus révélé un excès de neutrinos électroniques que la seule oscillation de saveur dans le vide ne peut expliquer. L'excédent se justifie par l'effet Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) d'interaction des neutrinos dans la matière [22]. En effet, alors que les autres neutrinos ne peuvent interagir dans la matière que par courant neutre, les neutrinos électroniques peuvent aussi interagir par courant chargé par couplage avec les électrons du cortège électronique. L'oscillation de saveur des neutrinos dans la matière rend ainsi plus favorable l'état de saveur électronique. Cet effet est illustré par la figure 1.6.

Ainsi, les expériences de neutrinos solaires sont sensibles à la disparition des neutrinos électroniques et permettent donc de mesurer les paramètres θ_{12} et Δm_{12}^2 , dont les limites sont fixées par l'expérience SNO [Fig. 1.7] à :

$$\begin{aligned} \Delta m_{12}^2 &= (3 - 22) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (95\% \text{ C.L.}) \\ \sin(\theta_{12}) &= 0.72 - 0.97 \quad (95\% \text{ C.L.}) \end{aligned} \quad (1.23)$$

3.3.2 Neutrinos atmosphériques

Le rayonnement cosmique qui atteint l'atmosphère est essentiellement composé de protons, lesquels produisent des particules secondaires telles que les pions. La demi-vie de ces pions est relativement courte ; leur désintégration produit, à une altitude voisine de 15 km, des muons et des neutrinos muoniques :

$$\begin{aligned} \pi^\pm &\longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \\ \mu^\pm &\longrightarrow e^\pm + \nu_\mu + \nu_e \end{aligned} \quad (1.24)$$

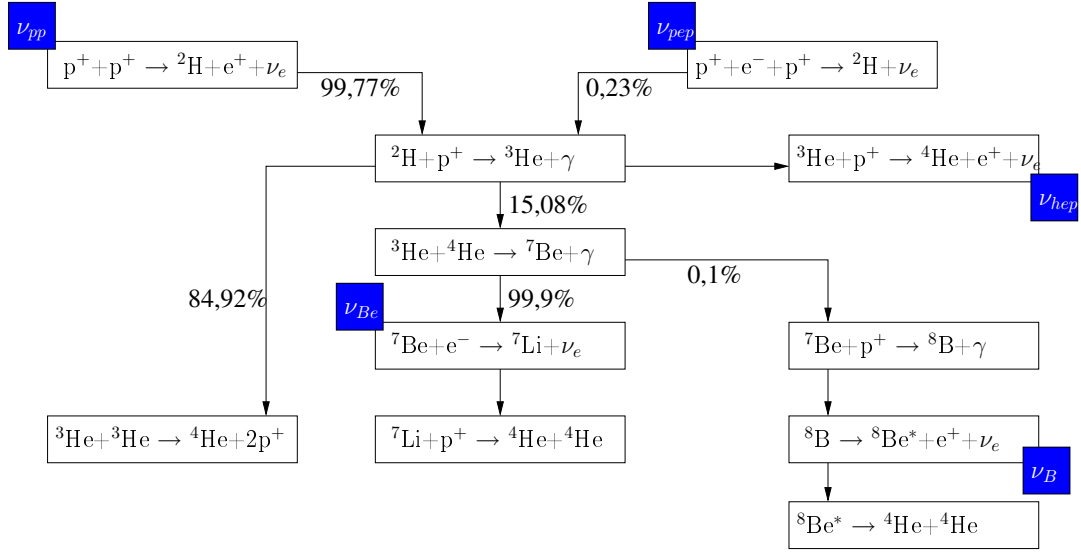


FIG. 1.4: Schéma simplifié des réactions nucléaires dans le Soleil

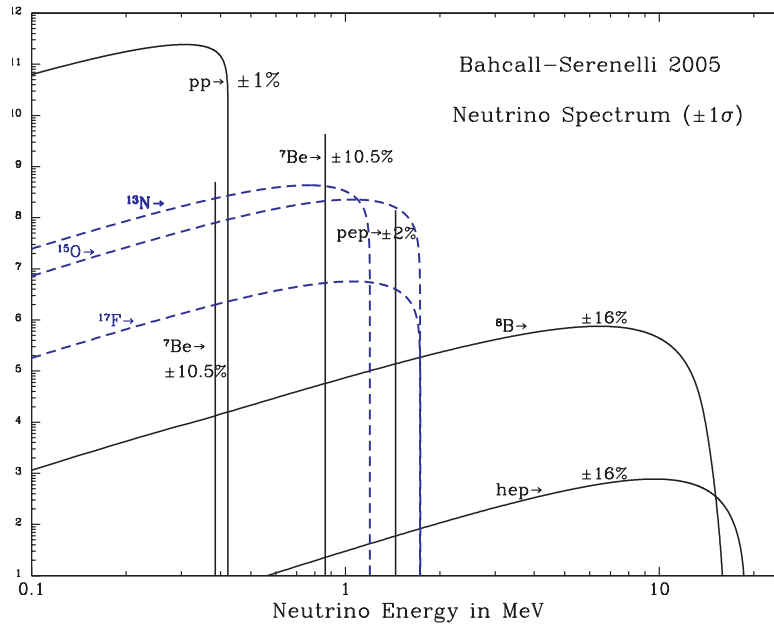


FIG. 1.5: Spectre en énergie et flux des neutrinos solaires prédit par le modèle de Bahcall-Serenelli [20]

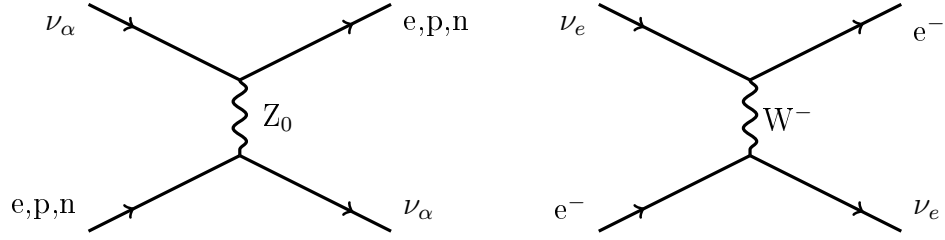


FIG. 1.6: Représentation de l'interaction des neutrinos dans la matière ; seul le ν_e peut interagir par courant chargé : c'est l'effet MSW

L'expérience Super-Kamiokande [23] utilise 50 kt d'eau ultra-pure pour détecter, par effet Čerenkov, les électrons et muons produits par l'interaction des neutrinos électroniques et muoniques. Or, le rapport entre les saveurs mesuré ne correspond qu'à environ 60 % du rapport prédit. Cette différence est encore due à une oscillation de saveur des neutrinos : $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

Ainsi, les expériences de neutrinos atmosphériques sont sensibles à la disparition des neutrinos muoniques et permettent de mesurer les paramètres θ_{23} et Δm_{23}^2 , dont les limites sont fixées par l'expérience Super-Kamiokande [Fig. 1.7] à :

$$\begin{aligned} \Delta m_{23}^2 &= (1.7 - 2.7) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (90\% \text{ C.L.}) \\ \sin^2(\theta_{23}) &= 0.41 - 0.58 \quad (90\% \text{ C.L.}) \end{aligned} \tag{1.25}$$

3.3.3 Neutrinos de réacteurs

Les réacteurs nucléaires sont la plus importante source terrestre de neutrinos. En effet, six anti-neutrinos électroniques sont émis, en moyenne, par réaction de fission avec une énergie comprise essentiellement entre 2 et 3 MeV. Les expériences de neutrinos de réacteurs (Chooz [24], Palo Verde [25], KamLAND [26], Double Chooz [27], Daya Bay [28]...) sont sensibles à la disparition des anti-neutrinos électroniques détectée par réaction bêta inverse :

$$\bar{\nu}_e p \longrightarrow e^+ n \tag{1.26}$$

Ce type d'expérience permet de mesurer les paramètres θ_{13} et Δm_{13}^2 , dont les limites [Fig. 1.7], fixées par MINOS et Chooz sont :

$$\begin{aligned} \Delta m_{13}^2 &> 1.1 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (90\% \text{ C.L.}) \\ \sin^2(2\theta_{13}) &< 0.15 \quad (90\% \text{ C.L.}) \end{aligned} \tag{1.27}$$

En juin 2011, l'expérience T2K [29] a de plus indiqué avoir observé l'apparition de neutrinos électroniques dans un faisceau de neutrinos muoniques, permettant d'exclure l'hypothèse nulle de θ_{13} et favorisant une hiérarchie de masse des neutrinos normale [Fig. 1.8] :

$$0.03(0.04) < \sin^2(2\theta_{13}) < 0.28(0.34) \quad (90\% \text{C.L.}) \quad (1.28)$$

3.3.4 Neutrinos d'accélérateurs

Les neutrinos d'accélérateurs sont produits selon le même principe que les neutrinos atmosphériques [Eq. 1.24]. Les pions et les kaons issus de ces réactions sont focalisés par un système magnétique permettant, de plus, de choisir le type de faisceau : neutrinos ou anti-neutrinos. Ce type d'expérience permet d'améliorer les mesures des expériences de neutrinos atmosphériques grâce, notamment, à une statistique plus importante et une diminution des erreurs systématiques puisque la longueur d'oscillation est fixée et l'énergie des neutrinos moins dispersée.

Si certaines expériences (MINOS [30] ou K2K [31]) consistent à rechercher la disparition de neutrinos muoniques dans un faisceau, d'autres (OPERA [32]) cherchent à y montrer l'apparition de neutrinos tauiques. Les résultats de ces expériences sont jusqu'alors compatibles avec les mesures de paramètres d'oscillation obtenues à partir des neutrinos atmosphériques.

3.3.5 Conclusion

L'ensemble des mesures de paramètres d'oscillations menées par ces expériences est résumé par la figure 1.7.

Les expériences d'oscillation de saveur des neutrinos ont permis de contraindre les éléments de la matrice PMNS de mélange des neutrinos en mesurant les angles de mélange θ_{12} , θ_{23} et θ_{13} . Elles ont également permis de mesurer les différences de masses carrées Δm_{12}^2 , Δm_{23}^2 et Δm_{13}^2 .

Toutefois, si ces différences sont connues, elles ne permettent pas de déterminer la hiérarchie des états de masse du neutrino. En particulier, comme le montre la figure 1.8, plusieurs configurations sont possibles :

- la hiérarchie dite *normale* pour laquelle $m_{\nu_1} < m_{\nu_2} \ll m_{\nu_3}$;
- la hiérarchie dite *inverse* pour laquelle $m_{\nu_3} \ll m_{\nu_1} < m_{\nu_2}$;
- la hiérarchie dite *quasi-dégénérée* pour laquelle la masse du neutrino le plus léger est très grande devant les différences de masses carrées.

4 Mesures cinématiques directes de la masse du neutrino

Les expériences d'oscillation de saveur du neutrino ne permettent pas de déterminer l'échelle de masse de la particule, dont la recherche directe repose sur l'étude de désintégrations β , du

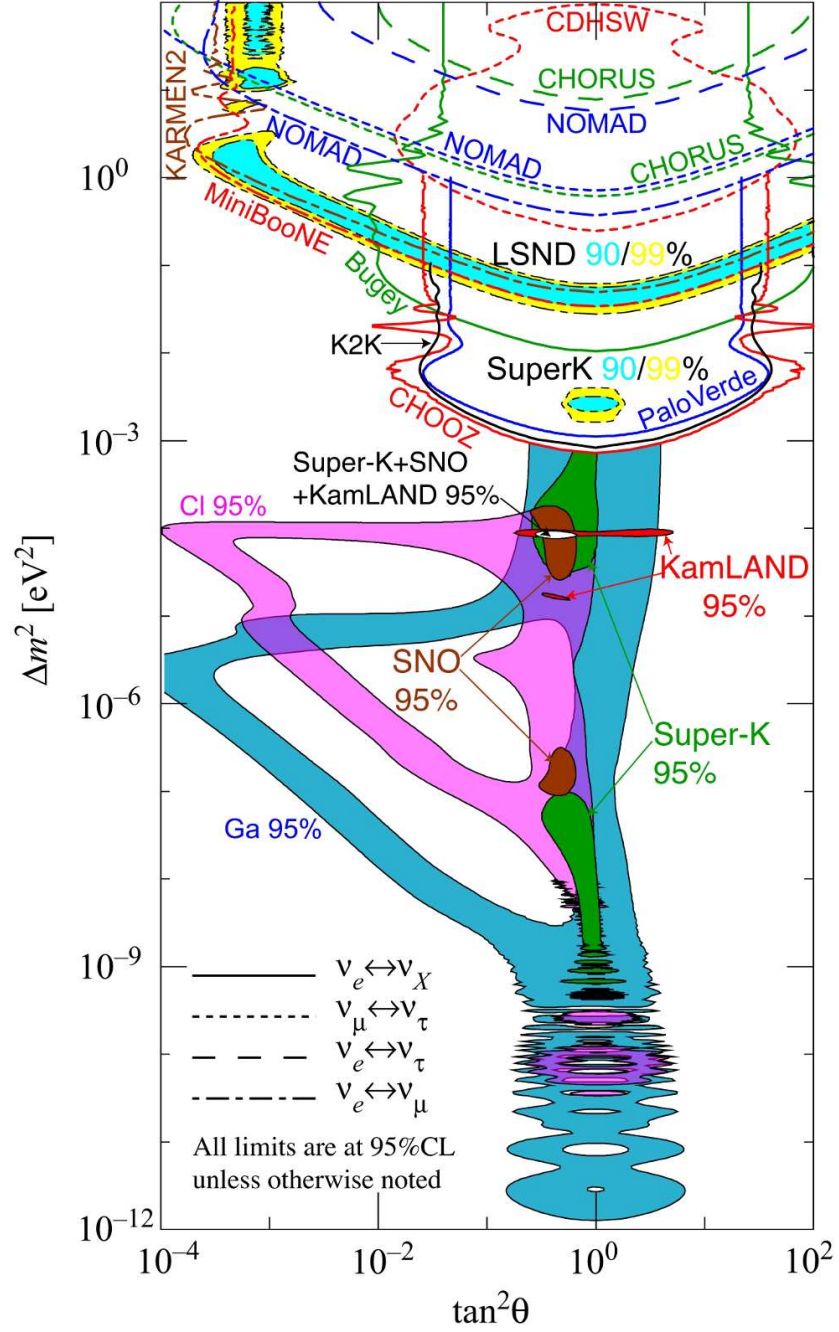


FIG. 1.7: Contraintes des différentes expériences sur les différences de masses carrées et angles de mélange [33]

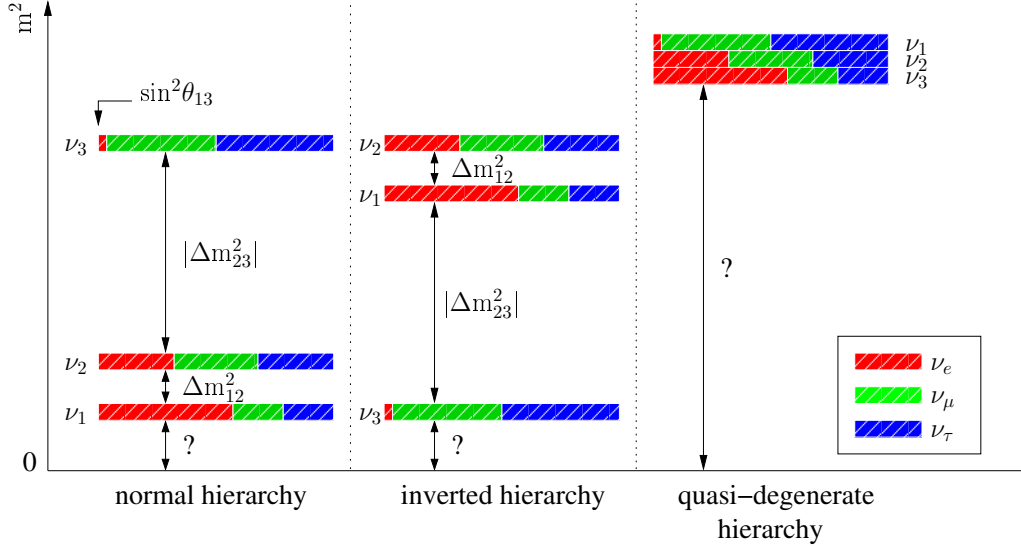


FIG. 1.8: Contributions des états de saveurs propres dans les états propres de masse du neutrino en fonction des hiérarchies normale, inverse et quasi-dégénérée

pion et du τ . Cette section présente les méthodes expérimentales les plus sensibles à cette mesure.

4.1 Désintégration bêta

La désintégration β est un processus nucléaire qui peut être écrit :

$$\begin{aligned} \beta^- : {}^A_Z X &\longrightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e \\ \beta^+ : {}^A_Z X &\longrightarrow {}^A_{Z-1} Y + e^+ + \nu_e \end{aligned} \quad (1.29)$$

Elle découle de l'échange d'un boson W^\pm entre un des quarks de valence d'un nucléon, un électron et un neutrino. C'est ce qu'illustre la figure 1.9.

Si le recul du noyau est considéré nul, l'énergie totale disponible de la réaction Q_β se trouve partagée entre le β et le neutrino émis. Aussi, avec une expérience de grande précision, il doit être possible d'observer une distorsion de la fin du spectre en énergie de l'électron de Q_β à $Q_\beta - m_\nu^2$ due à la masse du neutrino électronique. La figure 1.10 illustre l'effet d'un neutrino massif sur la forme du spectre en énergie de l'électron issu de la désintégration du tritium. Cet isotope, de faible Q_β , est en effet un candidat idéal pour la mesure.

Comme le montre cette figure, les dispositifs expérimentaux utilisés doivent avoir une très bonne résolution. La limite actuelle sur la masse du neutrino électronique a été obtenue par les expériences Mainz [34] et Troitsk [35] à :

$$m_{\nu_e} < 2.3 \text{ eV} \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad (1.30)$$

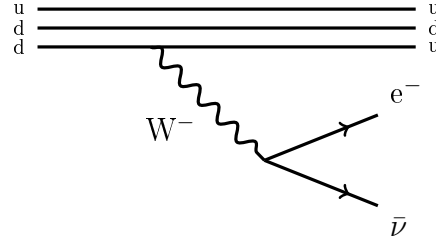


FIG. 1.9: Diagramme de Feynman d'une désintégration β^-

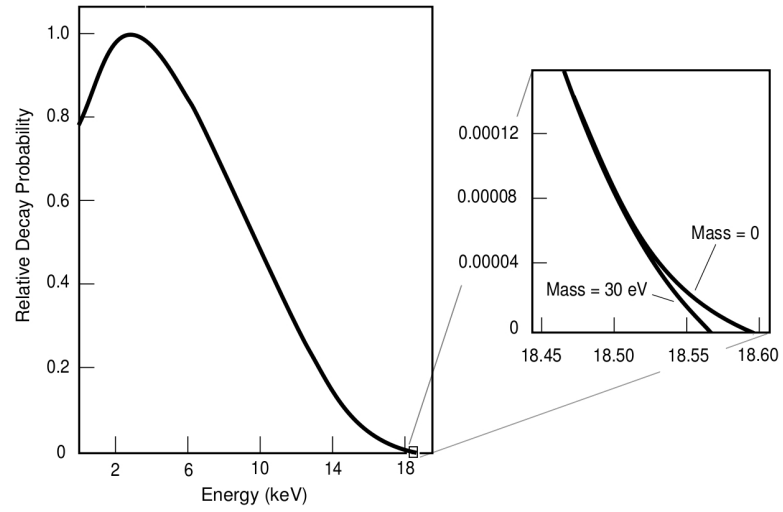


FIG. 1.10: Spectre en énergie de la désintégration β du tritium ^3H ($Q_\beta = 18.6 \text{ keV}$)

L'expérience Katrin [36], actuellement en phase de test, vise à améliorer cette limite d'un ordre de grandeur.

4.2 Désintégration des pions et des τ

De la même façon que pour la désintégration bêta, les masses des neutrinos muoniques et tauiques peuvent être recherchées à partir de mesures cinématiques de désintégrations :

- la désintégration de pions au repos ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$), dont l'état final est à deux corps, permet de mesurer la masse du neutrino muonique. Là encore, la mesure de l'impulsion nécessite une grande précision. La limite supérieure sur la masse du neutrino muonique a été obtenue à PSI⁹ [37] :

$$m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV} \quad (90\% \text{C.L.}) \quad (1.31)$$

- l'état final de désintégration des τ est à plus de deux corps ($\tau^- \rightarrow 2\pi^- + \pi^+ + \nu_\tau$ ou $\tau^- \rightarrow 3\pi^- + 2\pi^+ + \nu_\tau$) ; ce qui rend plus complexe leur étude cinématique. Une limite supérieure sur la masse du neutrino tauique a néanmoins été obtenue par l'expérience ALEPH [38] :

$$m_{\nu_\mu} < 18.2 \text{ MeV} \quad (95\% \text{C.L.}) \quad (1.32)$$

⁹Paul Scherrer Institute, Villigen, Suisse

Chapitre 2

Double désintégration bêta

Le processus de double désintégration bêta se produit exclusivement dans les noyaux pair-pair dont la désintégration β est énergétiquement impossible ou fortement supprimée par les principes de conservation.

La figure 2.1 présente les excès de masse des noyaux isobares $A = 100$. La transition β du ^{100}Mo y apparaît énergétiquement impossible, ce qui en fait un bon candidat pour la recherche du processus de double désintégration bêta [Fig. 2.2].

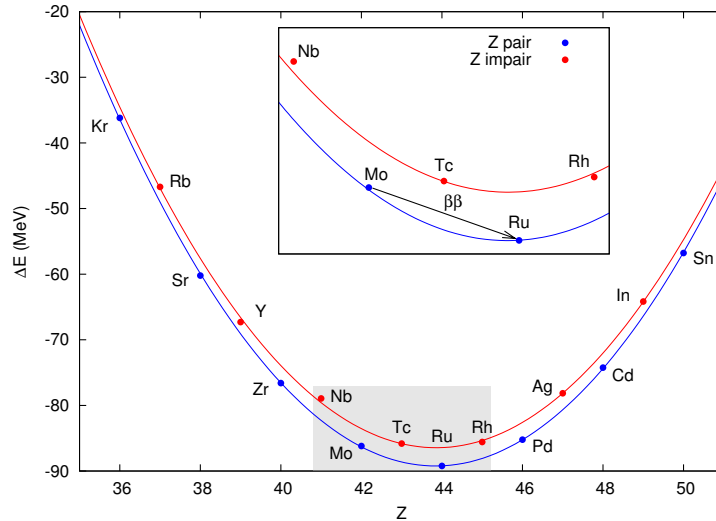


FIG. 2.1: Excès de masse des noyaux isobares $A = 100$.

En particulier, la double désintégration bêta sans émission de neutrino ($\beta\beta 0\nu$) est actuellement le moyen expérimental le plus sensible pour sonder la nature du neutrino et permet, de plus, de tester la conservation du nombre leptonique.

Avant de discuter en détail la double désintégration bêta sans émission de neutrino, il convient d'expliquer le processus avec émission de deux neutrinos, permis par le Modèle Standard.

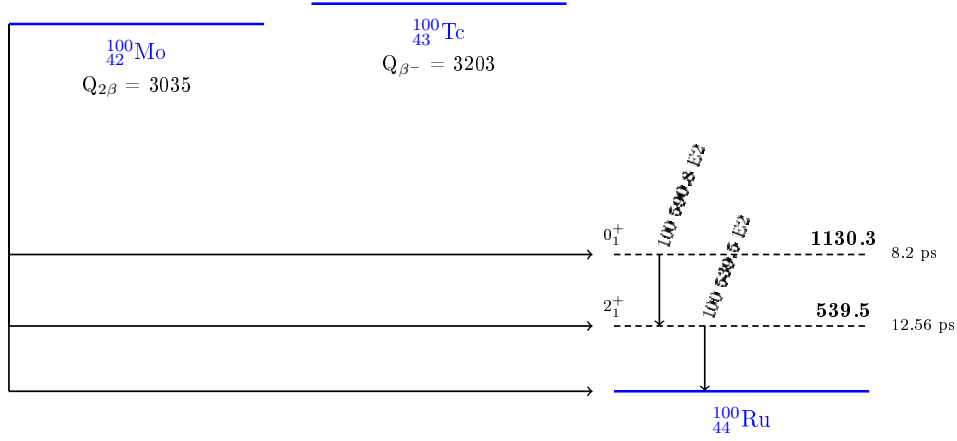


FIG. 2.2: Exemple de candidat à la double désintégration bêta : le ^{100}Mo ; seuls les deux premiers états excités du ^{100}Ru vers lesquels une transition du ^{100}Mo est possible sont présentés

1 Double désintégration bêta permise

La double désintégration bêta avec émission de deux neutrinos ($\beta\beta 2\nu$) s'apparente à deux désintégrations β simultanées. La réaction nucléaire peut être écrite :

$${}^A_Z X \longrightarrow {}^A_{Z+2} Y + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (2.1)$$

Il s'agit donc d'un processus du second ordre de l'interaction faible qui conserve le nombre leptonique total et est permis par le Modèle Standard de la Physique des Particules. Il peut être représenté tel que par la figure 2.3 sous la forme d'un diagramme de Feynman.

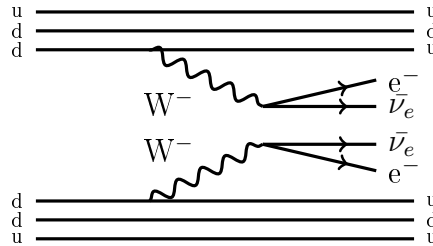


FIG. 2.3: Diagramme de Feynman d'une double désintégration bêta avec émission de deux neutrinos

La demi-vie d'un tel processus est indépendante de la masse effective du neutrino et vaut [Eq. 2.2] :

$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = G_{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |M_{2\nu}|^2 \quad (2.2)$$

où $G_{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ est le facteur d'espace de phase à deux particules de l'isotope considéré et $M_{2\nu}$ l'élément de matrice nucléaire pour le processus $\beta\beta 2\nu$.

L'état final compte quatre particules. Aussi, le spectre en énergie totale des deux électrons est continu, comme le montre la figure 2.5. Si l'étude de ce processus ne permet pas de discriminer la nature Dirac ou Majorana du neutrino, elle reste néanmoins cruciale car la double désintégration bêta avec émission de deux neutrinos constitue le bruit de fond ultime à la recherche du processus $\beta\beta 0\nu$.

2 Double désintégration bêta sans émission de neutrinos

La double désintégration bêta sans émission de neutrino ($\beta\beta 0\nu$) est interdite par le Modèle Standard puisque le principe de conservation du nombre leptonique est violé de deux unités. Ce processus n'est rendu possible que si le neutrino est une particule de Majorana massive. C'est ce que montre le diagramme de Feynman présenté par la figure 2.4.

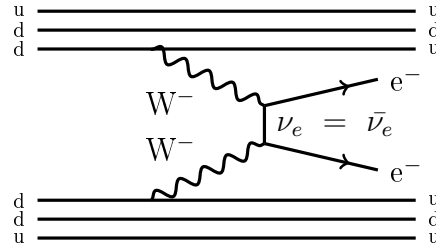


FIG. 2.4 : Diagrammes de Feynman d'une double désintégration bêta sans émission de neutrino ; échange de neutrinos de Majorana par courant purement gauche (V-A)

Dans le cas de la double désintégration bêta sans émission de neutrino, seuls deux électrons constituent l'état final de la réaction. La somme de leurs énergies est donc représentée par une raie d'énergie $Q_{\beta\beta}$. C'est ce que montre le spectre reporté en figure 2.5, sur lequel ont été superposées les contributions attendues de $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$.

Les deux neutrinos émis lors de cette désintégration sont de saveur électronique. Ils peuvent être décrits comme la superposition d'états de masses ν_i , dans des proportions fixées par la matrice PMNS [Chap. 1]. Ainsi, la masse effective d'un neutrino de Majorana s'exprime [Eq. 2.3] :

$$m_{\nu\beta\beta} = \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \quad (2.3)$$

Or, la mise en évidence d'un signal de double désintégration bêta sans émission de neutrino permettrait aussi de mesurer la valeur de $m_{\nu\beta\beta}$ puisque la demi-vie dudit processus est

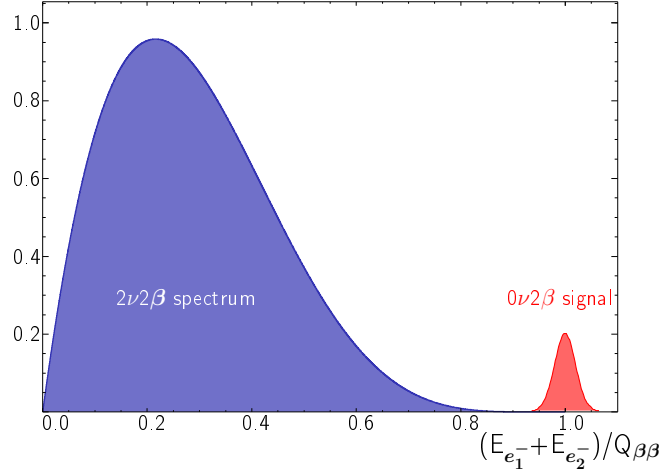


FIG. 2.5: Distributions attendues de la somme des énergies des électrons dans le cas des processus $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$

inversement proportionnelle à la masse effective au carré du neutrino échangé :

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G_{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |M_{0\nu}|^2 |m_{\nu\beta\beta}|^2 \quad (2.4)$$

où $G_{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ est le facteur d'espace de phase à deux particules de l'isotope considéré et $M_{0\nu}$ l'élément de matrice nucléaire pour le processus $\beta\beta 0\nu$.

Ceci constitue une motivation supplémentaire à la recherche expérimentale de la double désintégration bêta sans émission de neutrino, laquelle est présentée dans la section 3. En effet, le processus $\beta\beta 0\nu$ contribue à contraindre les modèles de hiérarchie de masses [Chap. 1, Sec. 3.3], comme l'illustre la figure 2.6.

A noter que si seul l'échange de neutrinos de Majorana par courant purement gauche (V-A) a été discuté ici comme processus envisagé de double désintégration bêta sans émission de neutrino, cette désintégration est également possible via d'autres mécanismes, tels que l'échange de courants droits par couplage (V+A) ou l'émission d'un majoron, boson de Goldstone hypothétique associé à la brisure spontanée de symétrie B-L. Toutefois, quel que soit le processus d'interaction faible mis en jeu, il nécessite des neutrinos de Majorana massifs comme l'illustre la figure 2.7 (théorème de Schechter-Valle [39]).

3 Expériences en double bêta

Les oscillations de neutrino impliquent qu'il est envisageable d'observer le phénomène de double désintégration bêta sans émission de neutrino, ce qui constituerait un aboutissement majeur. Aussi, d'ambitieux programmes se succèdent dans ce but. Certains ont déjà atteint leur limite de sensibilité, entre 0.5 et 1 eV, alors que d'autres sont en développement pour

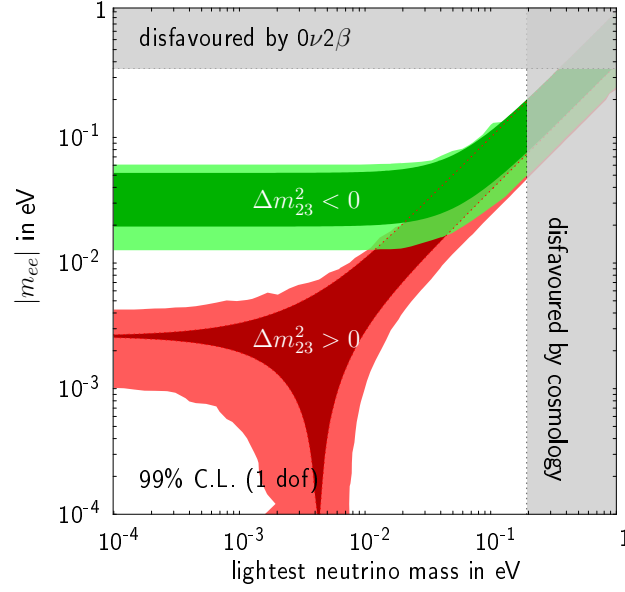


FIG. 2.6: Masse effective du neutrino en fonction de la masse du neutrino le plus léger ; en vert : hiérarchie normale ; en rouge : hiérarchie inverse ; les contraintes cosmologiques et de $\beta\beta0\nu$ sont grisées

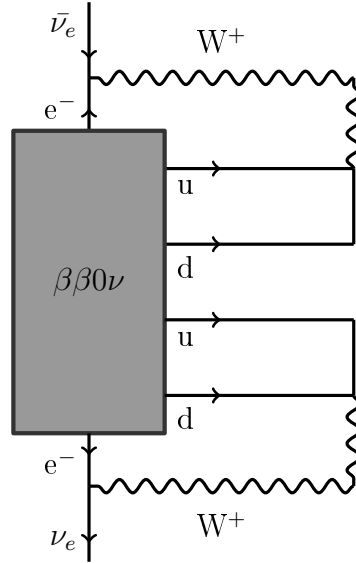


FIG. 2.7: Illustration d'une transition $\bar{\nu} \rightarrow \nu$, induite par double désintégration bêta sans émission de neutrino, justifiant l'apparition d'un terme de masse de Majorana [39]

contraindre davantage l'échelle de masse du neutrino.

Nous nous situons donc à un moment charnière de l'Histoire de la recherche expérimentale de la double désintégration bêta sans émission de neutrino, dont un tour d'horizon non exhaustif des expériences est proposé ici [40].

3.1 Choix des isotopes

La nature compte trente-cinq émetteurs $\beta\beta$ connus, listés dans le tableau 2.1, dans lequel sont aussi présentés l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$, l'abondance naturelle de l'isotope, la demi-vie du processus avec émission de deux neutrinos $T_{1/2}^{2\nu}$ et le facteur d'espace de phase du processus sans émission de neutrinos $G_{0\nu}$.

Les expériences visant à mettre en évidence le processus de double désintégration bêta sans émission de neutrino sélectionnent certains de ces isotopes sur la base de critères exposés ci-après.

3.1.1 Energie de transition

Plus l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ de l'isotope étudié est élevée, plus la sensibilité aux bruits de fond produits par la radioactivité naturelle est réduite. En pratique, les isotopes dont la valeur $Q_{\beta\beta}$ est supérieure à l'énergie des γ de décroissance du ^{208}Tl (2.615 MeV [Fig. 5.4]) sont favorisés, bien qu'il ne s'agisse pas là d'un critère absolu. En effet, le ^{76}Ge , le ^{130}Te ou le ^{136}Xe ont des énergies de transition plus faibles mais présentent néanmoins des caractéristiques intéressantes pour l'étude de la double désintégration bêta.

3.1.2 Abondance naturelle et capacité d'enrichissement

L'expérience est d'autant plus sensible à la période du processus $\beta\beta 0\nu$ que le nombre d'atomes émetteurs est grand et le temps d'exposition long. Aussi, il est nécessaire de procéder à un enrichissement des sources [Chap. 3]. Celui-ci est facilité par une abondance naturelle élevée de l'isotope d'intérêt. Là encore, ce critère est flexible et n'exclut pas l'étude du ^{48}Ca , malgré son abondance isotopique naturelle de l'ordre de 0.2 %.

3.1.3 Espace de phase

La mise en évidence d'une double désintégration bêta sans émission de neutrino est facilitée par l'étude d'isotopes dont la période est aussi courte que possible. Or, la période de décroissance d'un isotope émetteur $\beta\beta 0\nu$ est inversement proportionnelle à son espace de phase $G_{0\nu}$ [Eq. 2.4]. Il conviendra donc de privilégier des noyaux dont l'espace de phase $G_{0\nu}$ est grand. A noter néanmoins que si l'espace de phase est favorable à la décroissance $\beta\beta 0\nu$, le processus avec émission de deux neutrinos, bruit de fond ultime de la mesure, sera également favorisé.

3.1.4 Eléments de matrice nucléaire

Si l'observation du processus de double désintégration bêta sans émission de neutrino signe de manière non ambiguë la nature Majorana du neutrino, la masse effective de ce dernier ne

isotope	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	abondance (%)	$T_{1/2}^{2\nu}$ (an)	$G_{0\nu}$ (an ⁻¹)
⁴⁶ Ca	987 ± 4	0.0035	-	1.397 × 10 ⁻²⁷
⁴⁸ Ca	4272 ± 4	0.187	4.2 × 10 ¹⁹	2.439 × 10 ⁻²⁵
⁷⁰ Zn	1001 ± 3	0.62	> 1.3 × 10 ¹⁶	2.342 × 10 ⁻²⁷
⁷⁶ Ge	2039.6 ± 0.9	7.61	1.2 × 10 ²¹	2.445 × 10 ⁻²⁶
⁸⁰ Se	130 ± 9	49.8	-	4.274 × 10 ⁻²⁹
⁸² Se	2995 ± 6	8.73	9.2 × 10 ¹⁹	1.079 × 10 ⁻²⁵
⁸⁶ Kr	1256 ± 5	17.3	-	6.369 × 10 ⁻²⁷
⁹⁴ Zr	1145.3 ± 2.5	17.4	-	6.369 × 10 ⁻²⁷
⁹⁶ Zr	3350 ± 3	2.8	20.0 × 10 ¹⁸	2.242 × 10 ⁻²⁵
⁹⁸ Mo	112 ± 7	24.1	> 1 × 10 ¹⁴	6.711 × 10 ⁻²⁹
¹⁰⁰ Mo	3034 ± 6	9.63	7.1 × 10 ¹⁸	1.754 × 10 ⁻²⁵
¹⁰⁴ Ru	1299 ± 4	18.7	-	1.202 × 10 ⁻²⁶
¹¹⁰ Pd	2013 ± 19	11.8	> 6.0 × 10 ¹⁶	5.376 × 10 ⁻²⁶
¹¹⁴ Cd	534 ± 4	28.7	> 6.0 × 10 ¹⁷	1.639 × 10 ⁻²⁷
¹¹⁶ Cd	2805 ± 4	7.49	3.0 × 10 ¹⁹	1.894 × 10 ⁻²⁵
¹²² Sn	364 ± 4	4.56	> 5.8 × 10 ¹³	8.621 × 10 ⁻²⁸
¹²⁴ Sn	2288.1 ± 1.6	5.64	> 6.7 × 10 ¹⁸	1.055 × 10 ⁻²⁵
¹²⁸ Te	868 ± 4	31.7	2.5 × 10 ²⁴	6.993 × 10 ⁻²⁷
¹³⁰ Te	2528.9 ± 2.1	33.8	9.0 × 10 ²⁰	1.698 × 10 ⁻²⁵
¹³⁴ Xe	847 ± 10	10.4	-	7.692 × 10 ⁻²⁷
¹³⁶ Xe	2479 ± 8	8.9	> 8.5 × 10 ^{21*}	1.812 × 10 ⁻²⁵
¹⁴² Ce	1417.6 ± 2.5	11.1	> 1.6 × 10 ¹⁷	1.812 × 10 ⁻²⁶
¹⁴⁶ Nd	56 ± 5	17.2	-	1.418 × 10 ⁻²⁸
¹⁴⁸ Nd	1928.3 ± 1.9	5.7	-	1.276 × 10 ⁻²⁵
¹⁵⁰ Nd	3368.1 ± 2.2	5.6	7.0 × 10 ¹⁸	8.000 × 10 ⁻²⁵
¹⁵⁴ Sm	1251.9 ± 1.5	22.6	-	4.202 × 10 ⁻²⁶
¹⁶⁰ Gd	1729.5 ± 1.4	21.8	> 1.9 × 10 ¹⁹	1.252 × 10 ⁻²⁵
¹⁷⁰ Er	653.9 ± 1.6	14.9	> 3.2 × 10 ¹⁷	1.445 × 10 ⁻²⁶
¹⁷⁶ Yb	1078.8 ± 2.7	12.6	-	5.714 × 10 ⁻²⁶
¹⁸⁶ W	490.3 ± 2.2	28.6	> 1.0 × 10 ¹⁹	1.439 × 10 ⁻²⁶
¹⁹² Os	417 ± 4	41.0	> 9.8 × 10 ¹²	1.299 × 10 ⁻²⁶
¹⁹⁸ Pt	1048 ± 4	7.2	-	1.144 × 10 ⁻²⁵
²⁰⁴ Hg	416.5 ± 1.9	6.9	-	1.976 × 10 ⁻²⁶
²³² Th	858 ± 6	100	> 2.1 × 10 ¹⁹	2.519 × 10 ⁻²⁵
²³⁸ U	1145.8 ± 1.7	99.275	8.1 × 10 ¹⁰	5.952 × 10 ⁻²⁵

* Mesure récente : $T_{1/2}^{2\nu}(^{136}\text{Xe}) = (2.11 \pm 0.04_{(stat.)} \pm 0.21_{(sys.)}) \times 10^{21} \text{ans}$ (Exo-200 – arXiv : 1108.4193v1)

TAB. 2.1: Tables des isotopes émetteurs $\beta\beta^-$

peut être déterminée que si les éléments de matrice nucléaire $M_{0\nu}$ [Eq. 2.4] sont connus avec précision. Différentes méthodes de calcul peuvent être utilisées pour déterminer $M_{0\nu}$, telles que le modèle en couche et l'approximation QRPA¹. Les principaux résultats de ces calculs sont représentés sur le graphique 2.8.

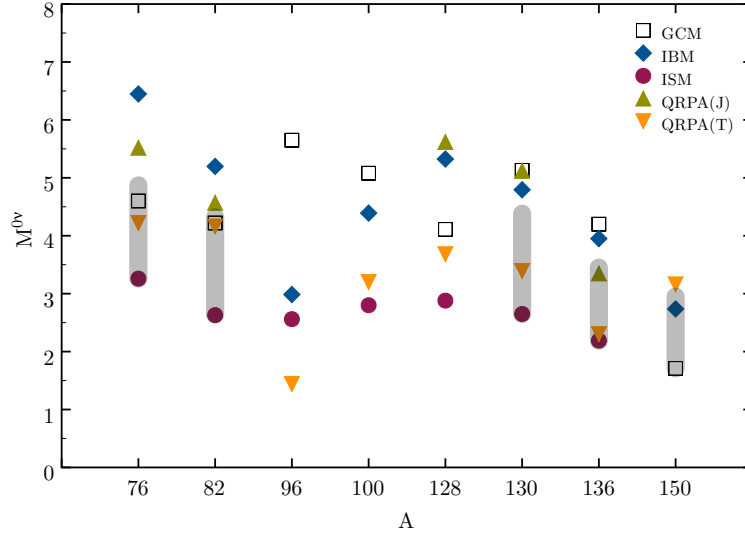


FIG. 2.8: Résultats des calculs des éléments de matrice nucléaire utilisant différents modèles : GCM (Generating Coordinate Method [41]), IBM (Interacting Boson Model [42]), ISM (Interacting Shell Model [43, 44]), QRPA(J) [45], QRPA(T) [46, 47, 48]

De plus, des mesures expérimentales permettent de contraindre les calculs. C'est par exemple le cas de la mesure de la demi-vie du processus avec émission de deux neutrinos des différents noyaux émetteurs $\beta\beta$, bien que la mesure des éléments de matrice nucléaire $M_{2\nu}$ ne garantisse pas complètement l'amélioration des calculs de $M_{0\nu}$. L'étude des décroissances $\beta\beta$ vers les états excités est également un moyen de contraindre ces modèles.

3.2 Expériences passées ou en cours

Les expériences de double désintégration bêta ont pour principe commun la mesure de l'énergie des deux électrons provenant d'une source émettrice $\beta\beta$. Elles peuvent cependant être classées en deux catégories :

- celles dont la source sert aussi de détecteur (source active) présentent une bonne résolution en énergie et une grande efficacité de détection (semi-conducteurs (^{76}Ge), bolomètres (TeO_2)). Toutefois, elles ne permettent pas l'identification de l'état final.
- celles qui associent un détecteur de traces et un calorimètre à la source, alors dite passive. Ces expériences souffrent souvent d'une résolution en énergie moins bonne et d'une efficacité plus faible. Ils présentent en revanche la capacité d'identifier les électrons et permettent la mesure des paramètres cinématiques de la décroissance (TPC²,

¹Quasiparticle Random Phase Approximation

²Time Projection Chamber : chambre à projection temporelle

technique *tracko-calor*).

Les meilleures limites actuelles sur la période du processus $\beta\beta 0\nu$, interdit par le Modèle Standard, ont été obtenues par des expériences à source active, composée de ^{76}Ge .

3.2.1 Heidelberg-Moscou

L'expérience Heidelberg-Moscou [49] (1990-2003), installée au Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS, Italie), est basée sur cinq diodes Germanium, enrichies en ^{76}Ge . Au moins d'un point de vue historique, elle incarne l'approche de calorimétrie pure décrite ci-avant.

Le niveau de bruit de fond brut de cette expérience, de masse totale 10.9 kg, est de $0.17 \text{ keV}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{an}^{-1}$ autour de $Q = 2039 \text{ keV}$. Après $71.7 \text{ kg} \cdot \text{an}$ d'exposition, l'expérience a fourni des données interprétées par H.V. Klapdor-Kleingrothaus comme la première mesure de double désintégration bêta sans émission de neutrino [50]. La valeur de la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{76}Ge mesurée était de $(1.9_{-0.23}^{+0.37}) \cdot 10^{25} \text{ ans}$, correspondant à une masse effective du neutrino de 0.2 à 0.6 eV, en fonction des éléments de matrice nucléaire considérés pour le calcul et avec un niveau de confiance de 99 %.

3.2.2 NEMO3

L'expérience NEMO3 [Chap. 3], installée au Laboratoire souterrain de Modane (LSM, France), est le meilleur exemple de détecteur utilisant des sources passives. Cette technique permet la mesure simultanée de plusieurs isotopes : ^{100}Mo , ^{82}Se , ^{150}Nd , ^{116}Cd , ^{130}Te , ^{96}Zr , ^{48}Ca .

La méthode permet de reconstruire efficacement les traces de particules chargées et mesurer séparément leurs énergies et temps de vol, ce qui permet aussi un rejet efficace de bruit de fond. Les limites sur la demi-vie du ^{100}Mo et la masse effective du neutrino ont été établies respectivement à $1.0 \cdot 10^{24} \text{ ans}$ et 0.47 à 0.96 eV, en fonction des éléments de matrice nucléaire choisis pour le calcul [51].

3.2.3 CUORICINO

En bolométrie, l'énergie déposée dans le détecteur par une particule est mesurée grâce à l'élévation de température produite. C'est la technique mise en oeuvre par l'expérience CUORICINO [52], offrant une excellente résolution en énergie.

Les 13 modules de 62 cryostats de TeO_2 sont refroidis à une température de l'ordre de 10 mK. Le niveau de bruit de fond brut de l'expérience est équivalent à celui atteint par Heidelberg-Moscou ; il est de $0.18 \text{ keV}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{an}^{-1}$ à 2530 keV. Après une exposition de $19.75 \text{ kg} \cdot \text{an}$ de ^{130}Te , l'expérience a fourni des limites sur la demi-vie et la masse effective du neutrino respectivement de $2.8 \cdot 10^{24} \text{ ans}$ et 0.2 à 0.7 eV, en fonction des éléments de matrice nucléaire choisis pour le calcul.

3.3 Expériences à venir

De nombreux efforts sont déployés dans la communauté pour augmenter la sensibilité de la recherche de double désintégration bêta sans émission de neutrino. Les futures expériences ont pour objectif d'atteindre la sensibilité de 50 à 20 meV sur l'échelle de masse du neutrino, ce qui impose directement les contraintes de ces expériences :

- elles visent à mettre en oeuvre de 100 kg à 1 t d'isotope émetteur $\beta\beta$ d'ici à une dizaine d'années,
- le bruit de fond doit être inférieur à une unité par 100 kg et par an dans la région d'intérêt,
- la technologie retenue doit être suffisamment fiable pour permettre une exposition supérieure à 80 % pendant plusieurs années.

A ces exigences, le coût de l'enrichissement des sources est à ajouter. Il varie entre 20 et 200 \$ le gramme. Aussi, différentes solutions sont proposées pour répondre à ces contraintes expérimentales, elles sont présentées ici.

3.3.1 CUORE

CUORE [53] est une extension naturelle de CUORICINO. L'expérience devrait contenir 200 kg de ^{130}Te et présenter une résolution en énergie de 0.25 % FWHM³. Si l'expérience est prévue pour être complétée en 2013, une première tour, CUORE-0, est déjà opérationnelle.

3.3.2 GerDA et Majorana

GerDA [54] et Majorana [55] sont deux dispositifs indépendants utilisant des diodes Ge enrichies en ^{76}Ge . La résolution en énergie de ces diodes a été mesurée à 0.16 % FWHM. Ces dispositifs modulaires pourraient, dans le futur, atteindre une masse cumulée de 200 kg de ^{76}Ge . GerDA-I est actuellement en phase 1 d'acquisition, au LNGS, avec 17.9 kg de ^{76}Ge .

3.3.3 EXO-200 et NEXT

EXO-200 est une expérience actuellement en phase finale de mise en service. Avec 200 kg de ^{136}Xe liquide contenu dans une TPC, elle constitue le prototype du projet EXO, prévu pour en contenir une tonne. L'énergie de décroissance est mesurée par des photo-diodes avec une résolution en énergie de l'ordre de 9 à 15 % FWHM [56].

Dans la même idée, NEXT [57] consiste en une TPC remplie de Xe sous forme de gaz haute pression. Dans sa version finale, le projet devrait contenir 100 kg de ^{136}Xe et présenter une résolution en énergie de l'ordre de 1 % FWHM.

3.3.4 Cobra

Cobra [58] est une expérience proposée au LNGS ayant pour but de déployer 117 kg de ^{116}Cd . Elle est composée de semi-conducteurs de CdZnTe enrichis en ^{116}Cd et fonctionnant à température ambiante. La résolution en énergie obtenue est de 1.9 % FWHM et l'expérience présente, de plus, une bonne capacité de reconstruction des traces grâce à une pixellisation fine.

3.3.5 Moon

L'expérience Moon [59] consiste en une superposition de scintillateurs plastiques dans l'interstice desquels sont déposées des feuilles de ^{100}Mo . La résolution en énergie du dispositif est de 6.8 % FWHM et le temps d'exposition total devrait atteindre 5 tonne.an.

³Full Width at Half Maximum : largeur à mi-hauteur

A noter que le projet en est pour l'instant à ses prémices. Un prototype Moon-1 a été construit pour prouver la faisabilité de la mesure.

3.3.6 SUPERNEMO

Le projet SUPERNEMO [Chap. 7] tire tous les avantages de l'expérience NEMO3. L'expérience sera constituée de 20 modules, chacun contenant 5 kg de source, entourée d'un détecteur de traces et d'un calorimètre d'une résolution en énergie de 4 % FWHM. Le détecteur, dans sa version finale, devrait être installé dans l'extension du LSM à partir de 2015.

3.3.7 Conclusion

Les expériences décrites ci-dessus peuvent être classées en fonction de l'approche choisie et des performances attendues. C'est le sens du tableau 2.2.

	$R < 1\%$ <i>rejet du bruit de fond par la faible résolution en énergie</i>	$R > 1\%$ <i>rejet du bruit de fond par reconstruction topologique</i>
source = détecteur <i>masses plus grandes</i>	CUORE GerDA, Majorana	EXO-200, NEXT Cobra
source \neq détecteur <i>meilleure reconstruction</i>		Moon SUPERNEMO

TAB. 2.2: Classification des principales expériences $\beta\beta$ à venir en fonction de l'approche choisie et des performances attendues

A noter que cet inventaire n'est pas exhaustif et que de nombreux autres projets ont été volontairement tus ici, le but étant seulement de présenter différentes techniques de mesure employées.

Le tableau 2.3 présente les sensibilités attendues de différents projets d'expériences $\beta\beta$. Il témoigne de la diversité des isotopes étudiés et de la compétitivité des différentes approches expérimentales.

Expérience	Isotope	Masse (kg)	Sensibilité $T_{1/2}$ (ans)	Sensibilité $\langle m_\nu \rangle$ (meV)	Premières données
CUORE	^{130}Te	250	$2.1 \cdot 10^{26}$	40-90	~ 2013
GerDA-I	^{76}Ge	17.9	$3 \cdot 10^{25}$	180-440	~ 2012
GerDA-II	^{76}Ge	40	$2 \cdot 10^{26}$	70-170	~ 2012
Majorana	^{76}Ge	30-60	$(1 - 2) \cdot 10^{26}$	70-200	~ 2013
EXO-200 (NEXT)	^{136}Xe	200	$6.4 \cdot 10^{25}$	100-200	2011
SUPERNEMO	^{82}Se	100	$(1 - 2) \cdot 10^{26}$	40-100	2013
	^{150}Nd	100	$4 \cdot 10^{25}$	54-73	
	^{48}Ca (50%)	100	$1.9 \cdot 10^{26}$	30	
KamLAND-ZEN	^{136}Xe	400	$4 \cdot 10^{26}$	40-80	~ 2011
SNO+	^{150}Nd	150	$4.5 \cdot 10^{24}$	160-218	~ 2012

TAB. 2.3: Sensibilités attendues de quelques-uns des projets d'expériences $\beta\beta$ (90 % C.L.)

Deuxième partie

Le détecteur NEMO3 : description et analyse des données

Chapitre 3

Description du dispositif expérimental NEMO3

Construit dans le but de mettre en évidence des événements de type $\beta\beta 0\nu$, le détecteur NEMO3 doit permettre de détecter de manière directe deux électrons issus d'une double désintégration bêta ($\beta\beta$). De cet objectif, découlent les contraintes expérimentales du dispositif : des sources passives sont disposées au milieu de deux détecteurs de traces permettant de reconstruire les trajectoires des particules chargées qui les traversent. Ces chambres à fils sont bordées par un calorimètre grâce auquel sont mesurés l'énergie et le temps de vol des particules qui y interagissent. Par sa capacité d'identification, la technique *tracko-calor* permet ainsi de mesurer et rejeter la majorité des contributions du bruit de fond [60].

Ce chapitre est entièrement dédié à la description du détecteur NEMO3. La section 1 en propose une description générale ; les différents organes sont ensuite détaillés. La section 2 présente les feuilles sources passives utilisées. Le détecteur de traces et le calorimètre sont respectivement détaillés dans les sections 3 et 4. L'électronique et le système d'acquisition sont décrits en section 5.

1 Description générale

1.1 Géométrie du détecteur

Le détecteur NEMO3 est de forme cylindrique. Ses dimensions, hors blindage, sont de 2.5 m de rayon et 3 m de hauteur. Il est sectorisé en 20 modules, dont une vue schématique est proposée figure 3.1. Cette forme particulière permet d'optimiser l'espace requis pour une quantité donnée d'isotopes.

Au centre de chaque secteur est placée une feuille source passive de part et d'autre de laquelle se trouvent deux volumes de détection de traces et un calorimètre :

- la chambre à fils est constituée de 6180 cellules à dérive fonctionnant en régime Geiger. Ces cellules permettent de reconstruire, à trois dimensions, les trajectoires de particules chargées,

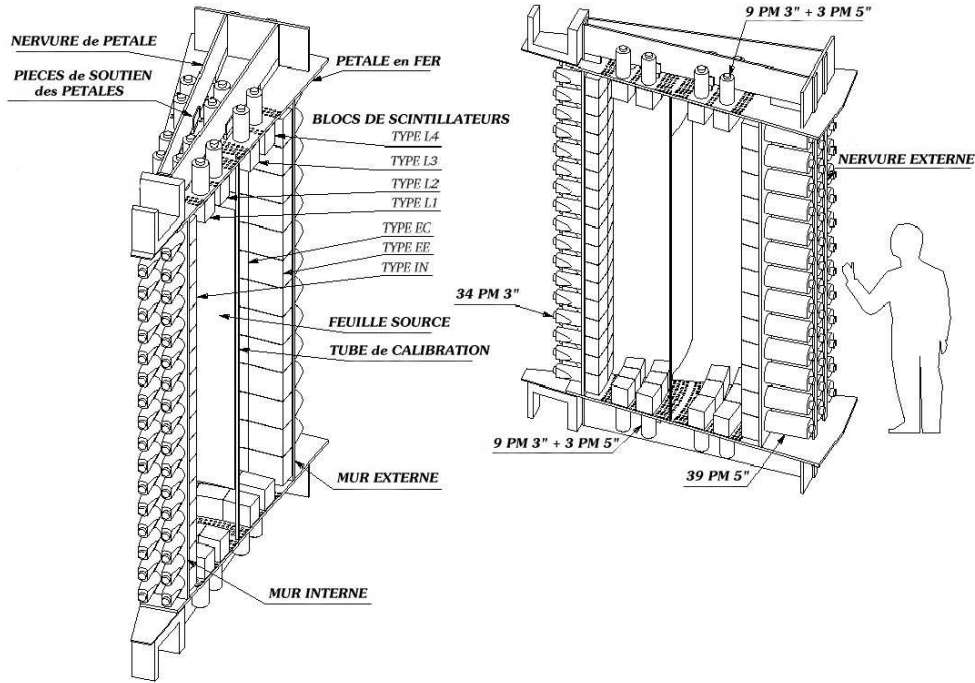


FIG. 3.1: Représentation schématique d'un secteur de NEMO3

- 1940 blocs de scintillateur recouvrent les murs internes et externes du détecteur. Ils sont couplés à des photomultiplicateurs (PMs) bas bruit de 3" ou 5". Des blocs de scintillateur associés à des PMs recouvrent également les faces inférieure et supérieure du détecteur.

La figure 3.2 représente une vue en coupe du détecteur NEMO3.

1.2 Laboratoire souterrain de Modane

Le détecteur est installé au LSM¹ [61], laboratoire protégé des rayons cosmiques par 1700 m de roche, soit 4800 m équivalent eau (mwe), sous le massif alpin [Fig. 3.3]. A cette profondeur, le flux de muons cosmiques est de $4.2 \mu\text{m}^{-2}\cdot\text{jour}^{-1}$ [62], soit un facteur de réduction de 3.10^6 par rapport au niveau de la mer. De plus, le flux de neutrons, issus principalement de la roche, est d'un facteur 10^5 plus faible qu'au niveau de la mer, à $10^{-6} \text{neutron}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ [63].

Toutefois, le site souterrain présenterait un taux de radon et de thoron un ordre de grandeur supérieur à celui mesuré en dehors si le laboratoire n'était pas puissamment ventilé. Une usine anti-radon, dont le fonctionnement est décrit en section 1.3, permet de réduire cette importante source de bruit de fond. Le détecteur est de plus construit avec des matériaux très basse radioactivité et protégé par un blindage. Outre le cuivre qui constitue la bobine produisant un champ magnétique dans l'enceinte du détecteur de traces [Sec. 3.3], le blindage se compose de

¹Laboratoire Souterrain de Modane - IN2P3/CNRS CEA, UMR6417 - Route de Bardonnèche, 73500 Modane

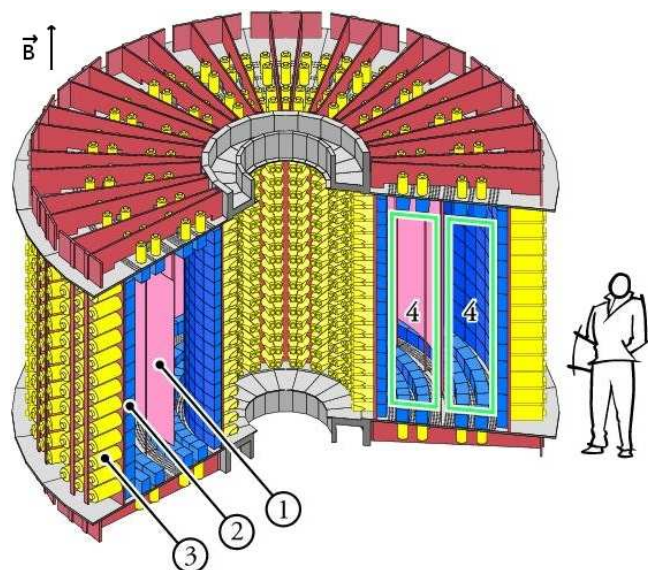


FIG. 3.2: Vue en coupe de NEMO3; 1 : feuilles sources; 2 : blocs de scintillateur; 3 : PM bas bruit; 4 : chambres à fils

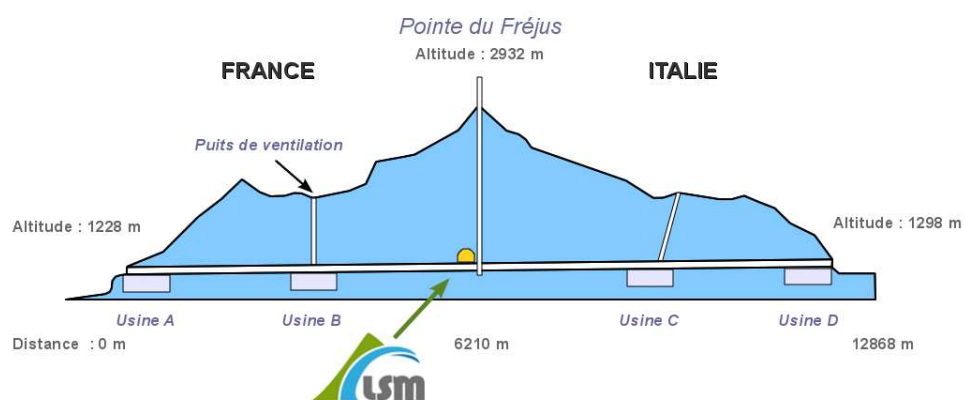


FIG. 3.3: Localisation du Laboratoire Souterrain de Modane

fer, d'eau borée et de bois, afin de réduire le bruit de fond provoqué par les γ d'une part et les neutrons externes d'autre part.

1.3 Usine anti-radon

L'usine anti-radon a été mise en place en septembre 2004 et a permis de réduire d'un facteur 6 le taux de ^{222}Rn dans l'enceinte de trajectographie de NEMO3. Cette importante diminution du taux de ^{222}Rn pendant la prise de données de l'expérience a amené à définir deux phases d'acquisition, respectivement appelées phase 1 et phase 2 [Chap. 5, Sec. 2.1].

Le dispositif anti-radon consiste en deux volumes de 450 kg de charbon actif, maintenus à une température de -57°C . L'air ambiant est séché puis envoyé avec un flux de $150\text{ m}^3\cdot\text{h}^{-1}$ dans ce dispositif, grâce à un compresseur de 7 bar. Le charbon actif a pour effet de piéger le ^{222}Rn avec un facteur de réduction obéissant à une loi exponentielle [Eq. 3.1] :

$$R = \exp\left(-\frac{\tau_R}{\tau_{\text{decay}}}\right) \quad (3.1)$$

où $\tau_{\text{decay}} = 132\text{ h}$ est la durée de vie moyenne du radon et τ_R est le temps de rétention dans le charbon actif.

Ainsi, une réduction d'un facteur 100 est obtenue après sept périodes du radon, soit un temps de rétention de quarante jours. Dans le même temps, le détecteur NEMO3 a été habillé d'une tente anti-radon permettant d'isoler le détecteur de l'air ambiant. L'usine et la tente anti-radon sont représentées sur la figure 3.4.

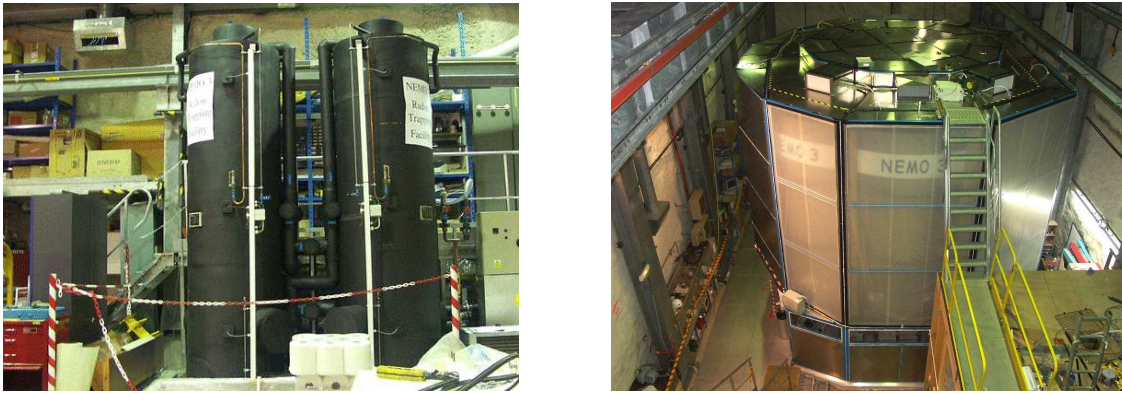


FIG. 3.4: Dispositifs de réduction du radon dans NEMO3 ; à gauche : usine anti-radon du LSM ; à droite : tente anti-radon recouvrant le détecteur

La mise en place de la tente anti-radon, couplée au fonctionnement de l'usine, a révélé une réduction plus faible qu'attendue de la concentration en radon dans l'enceinte de NEMO3. Ceci peut s'expliquer par le dégazage de matériaux de construction du détecteur.

2 Feuilles sources

Les sources émettrices $\beta\beta$ de NEMO3 sont indépendantes du détecteur. L'expérience se différencie en cela des expériences de bolométrie ou à semi-conducteurs.

2.1 Choix des isotopes

Les isotopes de NEMO3 ont été sélectionnés suivant plusieurs critères [Chap. 2] :

- l'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$ de la transition doit être suffisante pour s'affranchir de bruits de fond provenant de la radioactivité naturelle. Ce seuil est, en pratique, fixé par le rayonnement γ émis lors de la décroissance du ^{208}Tl , à 2.615 keV [Fig. 5.4] ;
- l'abondance naturelle de l'isotope d'intérêt détermine la facilité d'enrichissement des feuilles sources. Elle est requise supérieure à 2 % ;
- la demi-vie $T_{1/2}$ du processus $\beta\beta 2\nu$ doit être suffisamment longue pour limiter le bruit de fond dû à la queue de sa distribution en énergie dans la région $\beta\beta 0\nu$.

Les isotopes finalement utilisés pour l'expérience sont listés dans le tableau 3.1. Leur répartition dans le détecteur est schématisée sur la figure 3.5.

Bien que le ^{48}Ca possède le $Q_{\beta\beta}$ le plus élevé, son abondance naturelle est extrêmement faible. C'est la raison pour laquelle seule une très faible masse de cet isotope est disponible dans NEMO3 ; il est donc exclu d'étudier la désintégration $\beta\beta 0\nu$ avec cet isotope. En revanche, l'étude de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ permet de vérifier les méthodes de calcul des éléments de matrice nucléaire, lequel est facilité par le petit nombre de nucléons du noyau.

Par ailleurs, l'oxyde de tellure naturel ($^{\text{nat}}\text{TeO}_2$) permet une mesure du bruit de fond externe aux sources de ^{100}Mo . En effet, les deux isotopes présentent un Z effectif voisin et la section efficace d'interaction d'un photon γ par création de paire, double effet Compton ou Compton-Møller est proportionnelle à Z^2 . Enfin, le secteur 00 est également dédié à l'étude du bruit de fond externe [Chap. 5]. Il contient une feuille de cuivre ultra-pur.

2.2 Enrichissement des sources

Comme le montre le tableau 3.1, l'abondance naturelle du ^{100}Mo est inférieure à 10 %. Or, l'enrichissement des sources de ^{100}Mo pour NEMO3 est de 95 % à 98 %.

Le principe utilisé pour l'enrichissement est le suivant :

1. le molybdène naturel est sublimé sous forme gazeuse (MoF_6),
2. ce gaz est ensuite centrifugé à plusieurs reprises permettant d'isoler l'isotope le plus lourd du molybdène : le ^{100}Mo ,
3. le fluor réagit très fortement avec le ^{232}Th , ce qui facilite son extraction,
4. après oxydation et réduction du gaz enrichi ($^{100}\text{MoF}_6$), une poudre métallique de ^{100}Mo est obtenue.

isotope	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	abondance (%)	masse (g)	secteurs occupés	épaisseur (μm)
^{100}Mo	3034	9.63	6914 ($2476_{(m)} + 4438_{(c)}$)	11.7	60
^{82}Se	2995	8.73	932	2.3	60
^{130}Te	2529	33.8	454	2	60
^{116}Cd	2802	7.49	405	1	60
^{150}Nd	3367	5.6	37	< 1	60
^{96}Zr	3350	2.8	9.4	< 1	60
^{48}Ca	4271	0.187	6.99	< 1	30
$^{\text{nat}}\text{TeO}_2$			610	1.7	60
Cu			620	1	50

^{100}Mo (m) : feuilles métalliques; ^{100}Mo (c) : feuilles composites.

TAB. 3.1: Isotopes émetteurs $\beta\beta$ utilisés dans l'expérience NEMO3

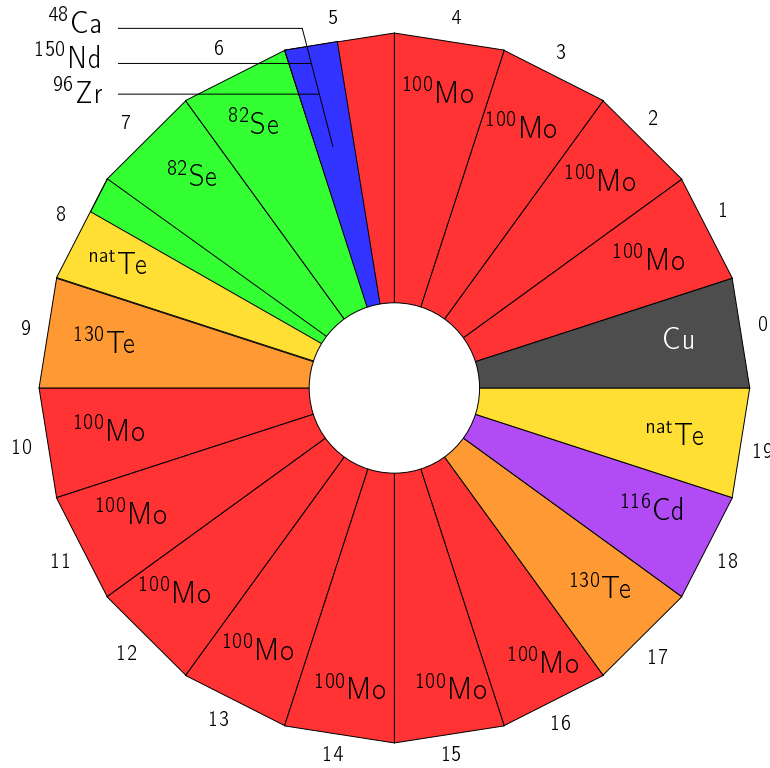


FIG. 3.5: Répartition des sources dans les 20 secteurs de NEMO3

2.3 Purification des sources

Les contraintes de radiopureté des sources sont très sévères car le bruit de fond en résultant est pour partie irréductible. Il est donc indispensable de purifier les radio-isotopes à longues durées de vie [Chap. 5], en particulier, comme le montre la figure 5.1 :

- l’uranium ^{238}U , l’uranium ^{234}U , le thorium ^{230}Th , le radium ^{226}Ra décroissent en ^{214}Bi , dont l’énergie disponible $Q_\beta = 3.27\text{ MeV}$ [Fig. 5.3] en fait un candidat de bruit de fond pour la recherche de signaux $\beta\beta 0\nu$;
- il en est de même du thorium ^{232}Th , du radium ^{228}Ra et du thorium ^{228}Th qui décroissent en ^{208}Tl ($Q_\beta = 5.00\text{ MeV}$) [Fig. 5.4].

Pour éliminer ces contaminants, deux méthodes ont été utilisées pour le ^{100}Mo : l’une physique, l’autre chimique. Ces deux méthodes sont présentées ici. La diversification des méthodes de purification a pour objectif de limiter les risques d’une pollution accidentelle par un des processus.

2.3.1 Méthode physique

La méthode physique de purification repose sur la formation d’un cristal : la poudre de ^{100}Mo est transformée en un monocristal. Celui-ci est ensuite balayé par un faisceau d’électrons, sous vide, le faisant fondre localement. Par suite, les impuretés étant plus solubles dans la zone de fusion, elles migrent vers les extrémités du cristal. Ce processus est répété plusieurs fois, jusqu’à obtention d’un échantillon très pur à partir duquel le monocristal de ^{100}Mo croît lentement.

La fabrication de feuilles minces est ensuite réalisée par chauffages et laminages successifs du monocristal. L’excédant peut être repurifié soit par la méthode physique, soit par la méthode chimique.

2.3.2 Méthode chimique

La purification chimique [64] consiste, dans un premier temps, à dissoudre toute la poudre dans de l’acide nitrique (HNO_3) dilué avec de l’eau ultra-pure. L’uranium, le thorium et le radium vont ainsi se dissoudre. Du sel de baryum ($\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$) est ensuite ajouté à la solution ; le baryum étant très réactif sur le radium, il va en bloquer la fixation sur le molybdène.

La solution est chauffée précipitant le molybdène sous forme MoO_3 , lequel est filtré et lavé à l’eau ultra-pure. Le MoO_3 est ensuite placé dans des récipients en quartz puis séché au four jusqu’à 750°C dans une atmosphère de dihydrogène. De la poudre métallique de ^{100}Mo purifié est ainsi obtenue ($\text{MoO}_3 \rightarrow \text{MoO}_2 \rightarrow \text{Mo}$).

Le facteur d’extraction chimique, facteur de réduction des contaminants après purification, varie de 10 à 100. Par la méthode physique, le facteur d’extraction est du même ordre de grandeur.

2.4 Cadres sources

Chaque secteur comporte un cadre source composé de sept bandes de 7 cm de largeur et 260 cm de longueur. Ces bandes peuvent être soit sous forme métallique soit sous forme composite. Dans le second cas, elle est composée de poudre d’isotopes $\beta\beta$ collée à de fines

feuilles de mylar² (15 à 20 μm d'épaisseur).

La poudre est moulue puis tamisée pour obtenir des grains de dimensions inférieures à 45 μm . Les feuilles de mylar nécessitent elles aussi une préparation préalable à la tenue de la poudre : elles sont irradiées par un faisceau de ^{84}Kr afin de percer des trous de 0.3 μm de diamètre. 30 % de la surface est ainsi sensibilisée. Les feuilles sont ensuite trempées dans des bains de soude et d'acide éthanoïque avant d'accueillir la colle : du PVA³ fluidifié avec de l'eau et la poudre. La poudre est placée entre deux feuilles de mylar ainsi préparées pour éviter les torsions mécaniques ou le fluage.

La figure 3.6 présente deux photographies de l'intérieur du détecteur, pendant et après l'extraction des sources.

3 Détecteur de traces

La chambre à fils est composée de 6180 cellules à dérive verticales, soit 309 par secteur, fonctionnant en régime Geiger. Ces fils sont positionnés suivant le schéma représenté en figure 3.7 dans un mélange gazeux composé d'hélium (95 %), d'argon (1 %) et d'éthanol (4 %). Ce gaz est peu dense. Il est donc très transparent, ce qui permet au détecteur de traces d'être sensible tant aux électrons de basse énergie qu'aux α .

3.1 Géométrie

Chaque demi-secteur (interne et externe) compte 9 rangées de cellules :

- 4 proches de la source ;
- 2 au milieu ;
- 3 près des murs de scintillateurs.

Cette configuration permet d'optimiser la reconstruction de la courbure de la trace et sa projection sur le plan de la source et sur les murs de scintillateurs. Sur les bases du cylindre, l'espace libre entre les rangées permet de fermer le calorimètre avec des rangées de scintillateurs supplémentaires [Fig. 3.1].

Chaque cellule Geiger mesure 270 cm de long et 3 cm de diamètre [Fig. 3.7]. Elle se compose d'un fil anodique porté à une haute tension de l'ordre de 1600 V et de neuf fils de champs, à la masse. Ces fils sont en acier inoxydable de diamètre 50 μm . Deux anneaux cathodiques en cuivre sont placés à chaque extrémité de la cellule. Leur diamètre, de 2.3 cm, est inférieur à celui d'une cellule. Portés à la masse, ces anneaux permettent de détecter l'arrivée du plasma Geiger.

Le principe de fonctionnement des cellules est exposé dans la section 3.2.

²plastique de polyéthylène téréphtalate (PET), mieux connu sous le nom de la marque qui le commercialise : Mylar[®]

³polyvinyl alcohol

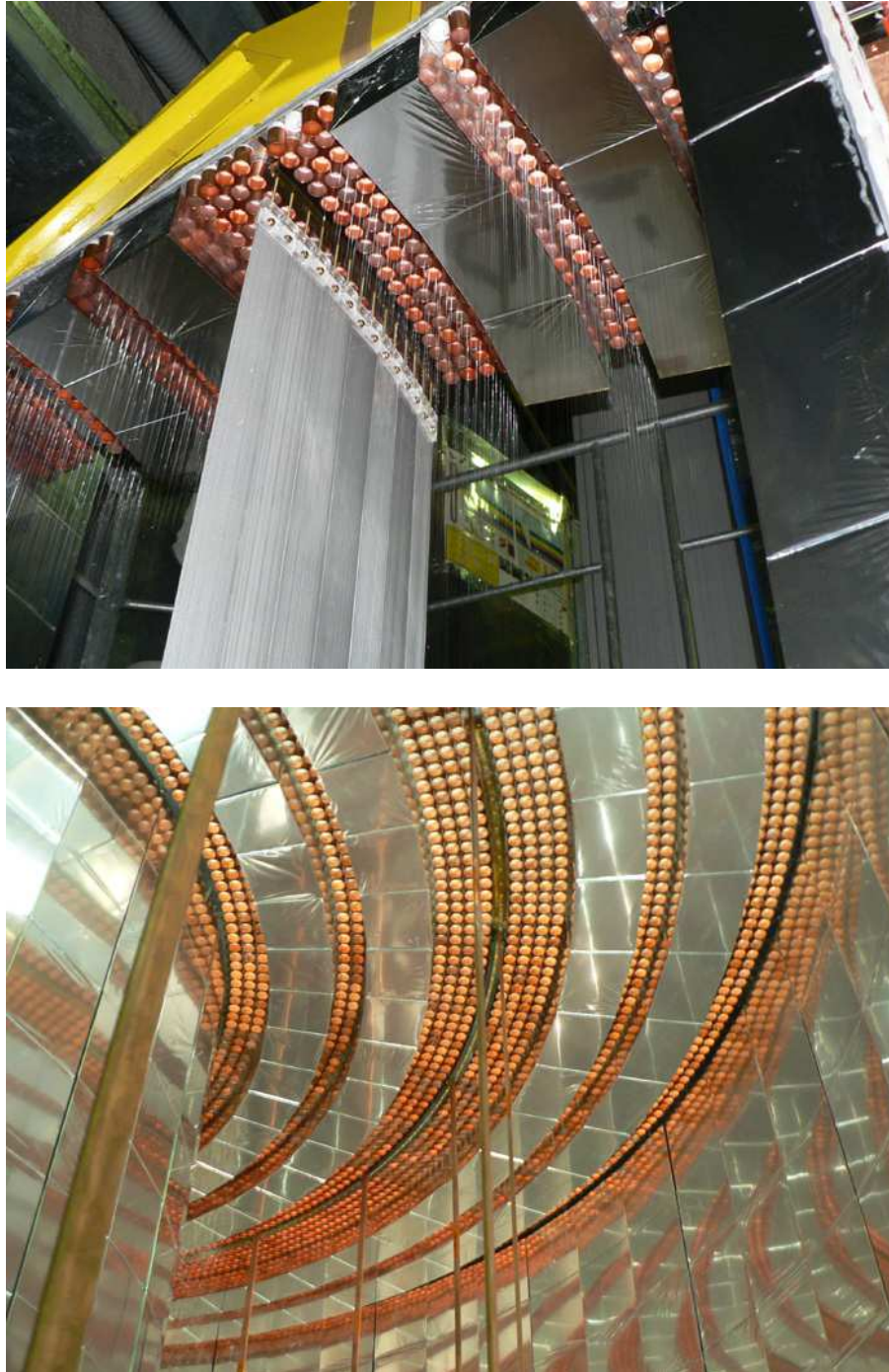


FIG. 3.6: Photographie de l'intérieur du détecteur NEMO3, prises lors de son démontage, en mars 2011

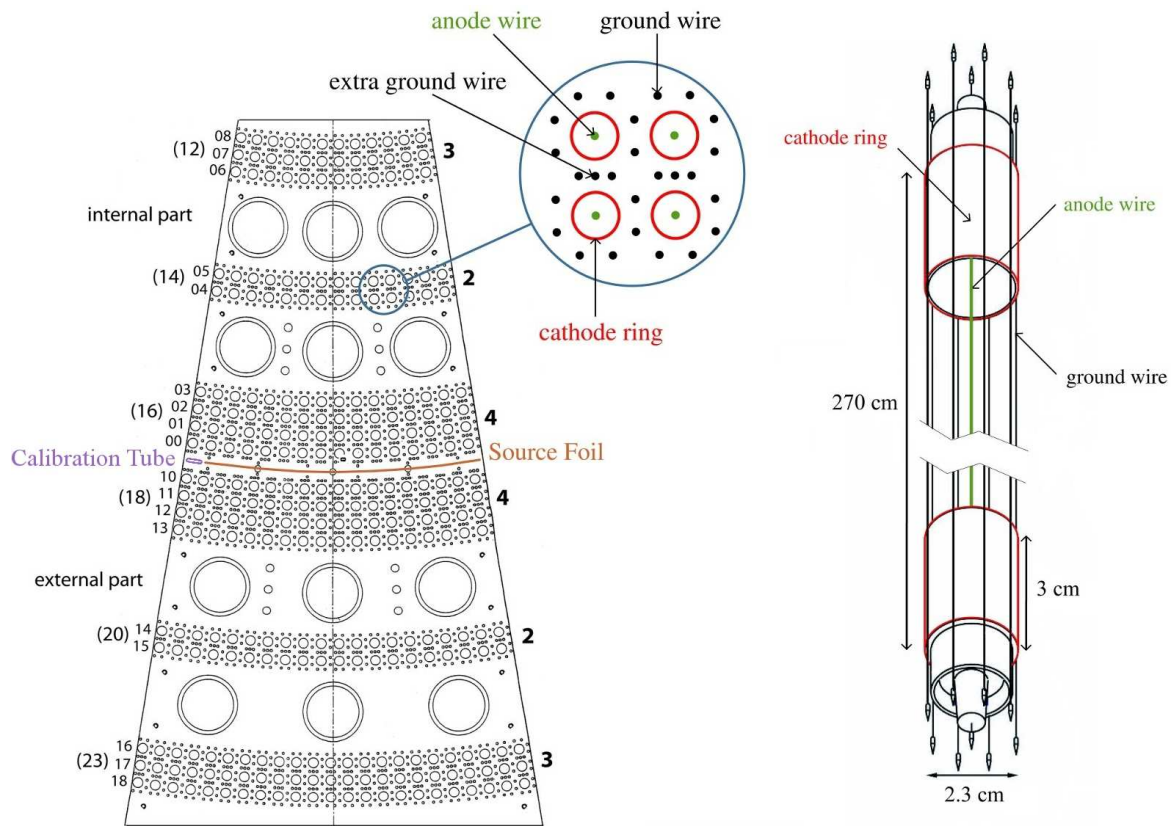


FIG. 3.7: Représentation schématique du détecteur de traces de NEMO3 ; à gauche : un pétale ; à droite : une cellule Geiger

3.2 Principe de fonctionnement

Lorsqu'une particule chargée traverse la chambre à fils, elle ionise le gaz ; un électron crée en moyenne six paires électron-ion par centimètre d'hélium traversé.

Les électrons d'ionisation ainsi créés dérivent jusqu'au fil anodique en suivant les lignes de champ électrique à une vitesse moyenne de $1\text{ cm}\cdot\mu\text{s}^{-1}$. Lorsqu'ils arrivent à proximité du fil anodique, à une distance de l'ordre de $100\text{ }\mu\text{m}$, le champ électrique devient très intense et les électrons secondaires acquièrent à leur tour une énergie suffisante pour ioniser les atomes de gaz. Une réaction en chaîne est alors provoquée ; plusieurs avalanches sont produites proche du fil et propagées le long du fil vers les deux extrémités, produisant un plasma Geiger. La vitesse de propagation de ce plasma est de $7\text{ cm}\cdot\mu\text{s}^{-1}$.

Pour chaque cellule Geiger, trois signaux sont mesurés : le signal anodique et les deux signaux cathodiques. Les signaux cathodiques sont collectés en haut et en bas de chaque cellule, au niveau des anneaux cathodiques. La différence de temps entre ces deux signaux renseigne sur la coordonnée Z de création du plasma. Le signal anodique est créé par la dérive des ions du plasma vers les lignes de champs à la masse. La dérive des ions est de l'ordre de 1 ms. Ce signal est récolté à l'extrémité basse de chaque fil. Il renseigne sur la distance transverse de production du plasma [65].

La section 5 expose la manière dont les mesures de temps sont effectuées et comment sont reconstruites les positions longitudinales et transversales des particules dans chaque cellule.

3.3 Champ magnétique

Un évènement caractérisé par deux traces avec un vertex commun sur la source et associées à un impact sur le calorimètre présente une topologie compatible avec celle attendue dans le cas d'une double désintégration bêta. Aussi, pour discriminer deux électrons issus de la source d'une paire $e^- e^+$ créée par l'interaction d'un rayonnement γ dans le plan de la source, un champ magnétique \vec{B} est appliqué à l'intérieur du détecteur de traces, parallèle à l'axe de symétrie du détecteur et orienté vers le haut [Fig. 3.2].

Ce champ magnétique, de 25 G, permet de courber les traces des particules chargées en fonction de leur signe :

- les particules de charge négative présentent une courbure dans le sens horaire ;
- les particules chargées positivement sont courbées dans le sens anti-horaire.

Ainsi, la courbure des trajectoires permet de rejeter 95 % des paires $e^- e^+$ à 3 MeV.

4 Calorimètre

Le calorimètre de NEMO3 permet de mesurer les énergies avec une résolution voisine de 15 % à 1 MeV et les temps avec une résolution de l'ordre de 250 ps à 1 MeV.

Il est constitué de 1940 compteurs, soit 97 par secteur, répartis comme suit :

- 34 scintillateurs associés à des PMs plans de 3" (hamamatsu R6591) recouvrent le mur interne, disposés sur deux colonnes ;

- 39 scintillateurs associés à des PMs hémisphériques de 5" (hamamatsu R6594) tapissent le mur externe, agencés sur trois colonnes ;
- 12 scintillateurs associés à des PMs de 3" ou 5" pavent chacun des deux pétales organisés en 4 rangées ; 2 internes et 2 externes [Fig. 3.7].

Les scintillateurs sont conçus pour épouser les surfaces de NEMO3. Leurs dimensions sont donc différentes en fonction de leur position. Leur profondeur reste néanmoins voisine de 10 cm.

La figure 3.8 présente une vue en coupe d'une unité élémentaire du calorimètre.

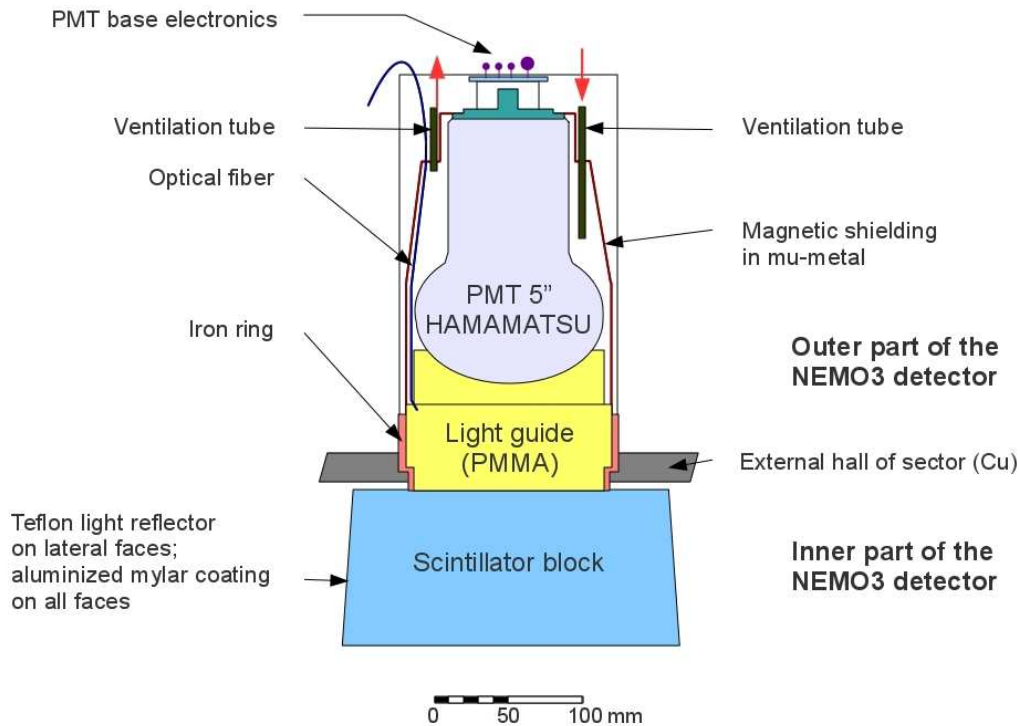


FIG. 3.8: Coupe verticale d'un compteur du calorimètre

4.1 Scintillateur

Comme le montre la figure 3.8, le bloc scintillateur est contenu dans le volume de la chambre à fils. Il est composé d'un polystyrène dopé de PTP⁴ (1.5 %) et de POPOP⁵ (0.01 %). Le Z moyen du composé est de 3.7 par atome, limitant le phénomène de rétrodiffusion des électrons à quelques pourcents, en incidence normale et à 1 MeV. La probabilité d'interaction des photons se trouve cependant diminuée par la faible densité du milieu ; elle est de 50 % à 1 MeV et dominée par l'effet Compton.

⁴p-Terphényl

⁵1.4-di-(5-phényl-2-oxazoly)benzène

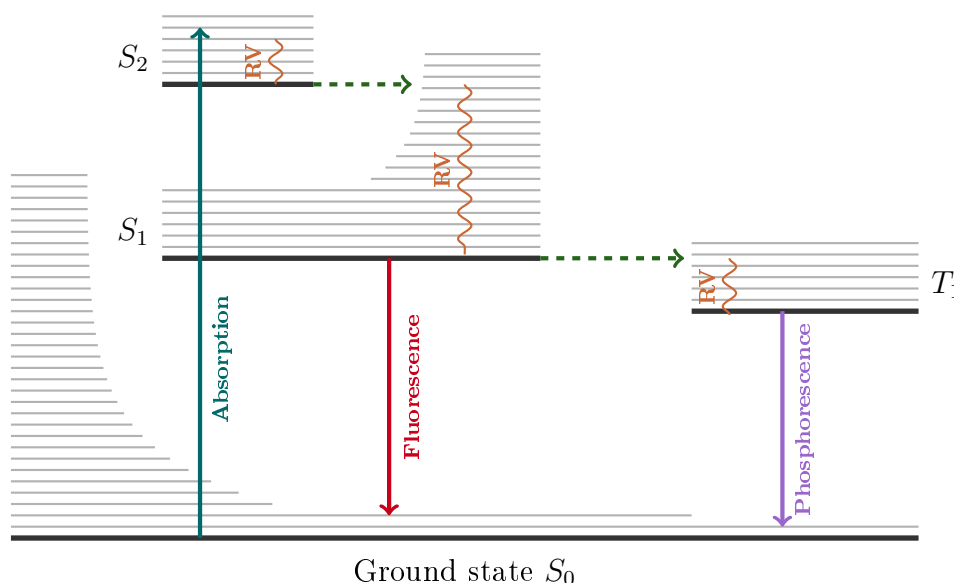


FIG. 3.9: Diagramme de Perrin-Jablonski représentant les niveaux électroniques et vibrationnels d'une molécule

Chaque bloc est habillé de 5 couches de teflon blanc sur les faces latérales, de sorte à augmenter l'efficacité de collection de la lumière de scintillation, et deux feuilles de mylar aluminisé servant d'écran à la lumière extérieure.

Le guide de lumière est collé au bloc de scintillateur. Il permet l'interface avec le PM et isole celui-ci de la chambre à fils. Composé de PMMA⁶, la transmission du guide de lumière est de 98 % entre 380 nm et 420 nm. Les guides de lumière sont collés à la structure du détecteur, assurant le maintien de chaque unité élémentaire du calorimètre (scintillateur, guide de lumière et photomultiplicateur).

Les photomultiplicateurs de NEMO3 ont fait l'objet d'une importante phase de recherche et développement afin de présenter des niveaux de radioactivité très bas [Chap. 5]. Les PMs présentent, de plus, les caractéristiques suivantes :

⁶ polyméthylméthacrylate

- les signaux ont une amplitude de l'ordre de 300 mV à 1 MeV, correspondant à un gain de $2 \cdot 10^6$. La haute tension appliquée aux dynodes est voisine de 1800 V pour les PMs 3" (12 dynodes) et 1350 V pour les PMs 5" (10 dynodes) ;
- le bruit est inférieur à 10 Hz au seuil minimal de 33 keV, équivalent à une amplitude de 10 mV ;
- l'énergie maximale mesurable est de 12 MeV avec une excellente linéarité jusqu'à 4 MeV.

4.3 Etalonnage du calorimètre

4.3.1 Etalonnage absolu en énergie

Bien que des mesures de résolution en énergie des scintillateurs et des PMs aient été menées séparément lors de leur fabrication, elles ne dispensent pas de mesures du couple scintillateur-PM lorsque ceux-ci sont montés sur le secteur, dans leur configuration définitive.

Un tube de calibration vertical placé dans chaque secteur permet d'insérer facilement des sources radioactives dans le détecteur NEMO3 [Fig. 3.7]. Ces tubes sont en cuivre et ouverts de trois fenêtres en kapton à -90 cm, au centre et à $+90$ cm. Deux types de sources radioactives permettent l'étalonnage en énergie du calorimètre : le ^{207}Bi , émettant des électrons de conversion à 482 keV et 976 keV, et le ^{90}Sr , émetteur β avec $Q_\beta = 2283$ keV. Des calibrations absolues réalisées à l'aide de ces sources, toutes les trois semaines, permettent un suivi régulier des énergies mesurées par le détecteur. Les figures 3.10 et 3.11 illustrent une procédure d'étalonnage pour l'un des 1940 couples scintillateur-PM de NEMO3.

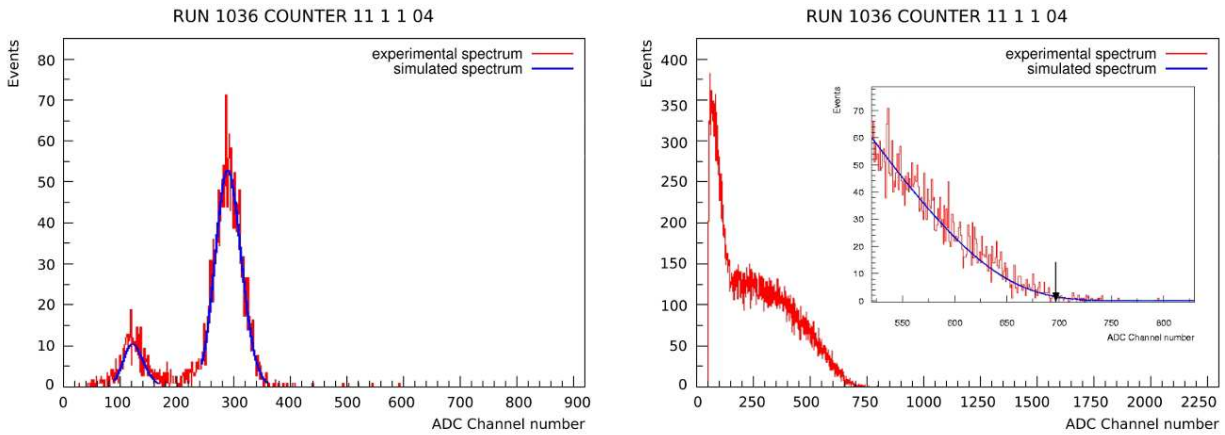


FIG. 3.10: Ajustement de spectres ; à gauche : électrons de conversion du ^{207}Bi ; à droite : end-point du spectre β du ^{90}Sr , spectre complet et ajustement à haute énergie dans l'insert

Ainsi, l'ajustement des spectres permet à la fois l'étalonnage absolu en énergie des compteurs et une mesure de leur résolution.

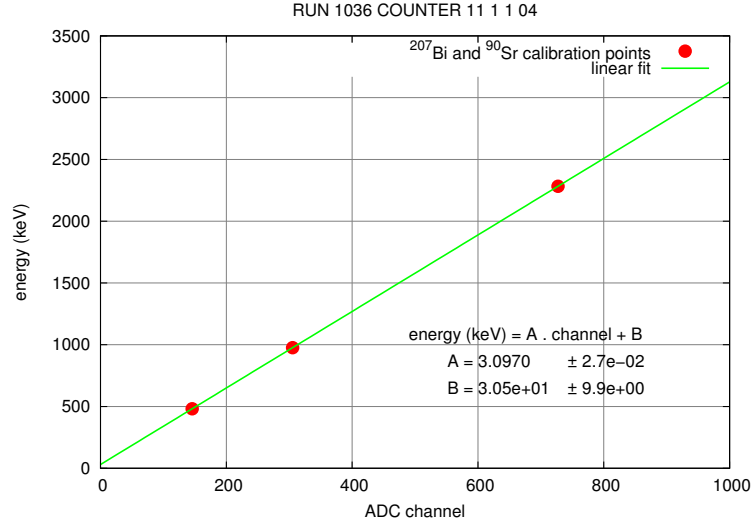


FIG. 3.11: Exemple d'étalonnage d'un compteur de NEMO3. Les paramètres d'étalonnage de la relation énergie-canal sont ainsi obtenus pour chacun des 1940 compteurs

4.3.2 Etalonnage absolu en temps

La mesure de temps de vol des particules, dans NEMO3, est calculée à partir des mesures de TDC⁷ de l'électronique des PMs. Aussi, la calibration en temps permet de tenir compte du temps de réponse de chaque PM et des différences de longueur de câble entre les détecteurs et leur électronique associée. L'étalonnage en temps repose sur la détection des deux γ de 1173 keV et 1332 keV émis en coïncidence par le ^{60}Co [Fig. 3.12].

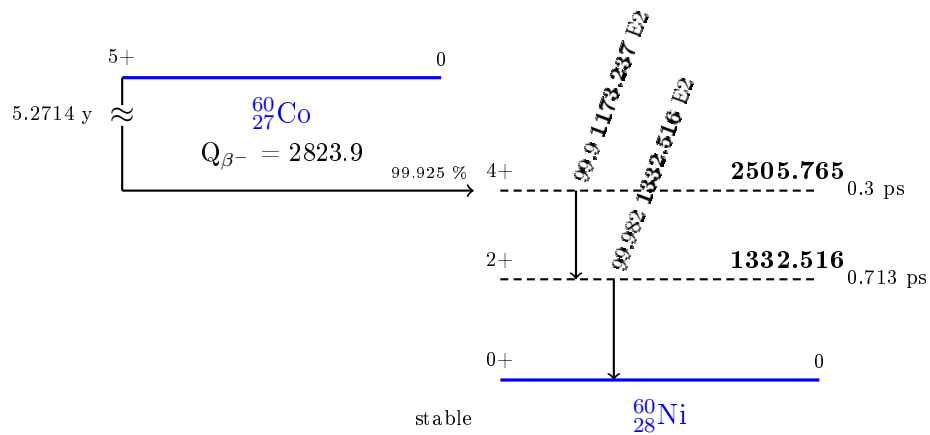


FIG. 3.12: Schéma de décroissance simplifié du ^{60}Co (seules les transitions dont le rapport d'embranchement est supérieur à 1 % y figurent)

⁷Time to Digital Converter

La source de ^{60}Co est décalée de la fenêtre en kapton de sorte à ce que les particules γ émises diffusent sur des électrons du cuivre par effet Compton. Les TDC associés à la détection de ces électrons sont ensuite obtenus par l'électronique des PMs. La différence de temps entre deux tels événements est proportionnelle à la différence de temps de vol entre les deux électrons ; ce qui permet de déterminer les corrections en temps des PMs, deux à deux.

4.3.3 Suivi relatif des gains des PMs

Les calibrations absolues sont des manipulations longues car elles nécessitent l'introduction et le retrait de sources. De plus, les activités de celles-ci doivent être suffisamment faibles pour ne pas saturer la chambre à fils. Aussi, afin de maximiser le temps utile d'exposition des sources $\beta\beta$ tout en contrôlant les dérives systématiques des mesures d'énergie et de temps, un suivi LASER quotidien a été mis en place.

La lumière LASER est distribuée de manière uniforme dans les fibres optiques reliées aux guides de lumière des PMs [Fig. 3.8]. La position des fibres est réglée par un système mécanique pour ajuster l'énergie déposée dans chacune des voies. Le suivi LASER permet ainsi de mesurer le gain relatif de chaque PM. Il est également utilisé pour vérifier la linéarité de réponse des PMs entre 0 et 12 MeV et déterminer les corrections sur le temps de montée des signaux en fonction de l'énergie.

5 Electronique et acquisition

L'acquisition de données de NEMO3 consiste en un enregistrement en temps réel de toutes les données numérisées par les électroniques du calorimètre et de la chambre à fils, lesquels sont liées par un système de déclenchement auxiliaire [66].

5.1 Electronique d'acquisition du calorimètre

La charge mesurée par les PMs et le temps d'interaction d'une particule dans le scintillateur sont collectés par une carte d'acquisition analogique fille par PM, baptisée "ANEMO". Pour accélérer le traitement des signaux des 1940 PM, des cartes-mères front-end VME sont utilisées. Le détecteur en compte un total de 40, chacune dédiée à un demi-secteur. Ces cartes ont la gestion de 46 (demi-secteur interne) ou 51 (demi-secteur externe) cartes-filles ANEMO.

Les cartes ANEMO présentent deux seuils de déclenchement :

- un seuil dit *bas* ($\approx 50\text{keV}$) permettant la mesure de temps (TDC) et le déclenchement d'une porte d'intégration de charge ouverte pour une durée de 80 ns ;
- un seuil dit *haut* ($\approx 150\text{keV}$) qui, s'il est atteint, provoque l'envoi d'un signal analogique à la carte-mère. Ce signal sollicite le trigger central et constitue la référence temporelle relative d'un événement.

Le trigger central mesure le cumul des signaux de déclenchement. Si le nombre de PM dépassant le seuil haut est supérieur au seuil de multiplicité (fixé à 1 dans le cas du mode $\beta\beta$), les charges et TDC du calorimètre sont numérisés. Le trigger dédié au calorimètre (T1) émet

un signal STOP-PM 20 ns après le début de la sauvegarde [Fig. 3.13]. Dans le cas contraire, le système est réinitialisé après 200 ns.

Deux ADC⁸ par voie de PM assurent la conversion des signaux de temps (t_{TDC}) et de charge (Q_{ADC}), sur 12 bits avec des résolutions respectives de $53 \text{ ps} \cdot \text{canal}^{-1}$ et $0.36 \text{ pC} \cdot \text{canal}^{-1}$ (ce qui correspond à $\approx 3 \text{ keV} \cdot \text{canal}^{-1}$).

5.2 Electronique d'acquisition de la chambre à fils

Les cartes de répartition CAEN⁹, utilisées pour l'alimentation haute-tension des cellules Geiger [Sec. 3], permettent également de collecter les signaux analogiques associés à l'anode et aux deux anneaux cathodiques de chaque cellule. Ces cartes sont connectées à des cartes d'acquisition utilisant des ASIC¹⁰ analogiques et numériques. Les premiers permettent d'amplifier et discriminer les signaux analogiques en provenance des cartes de répartition ; les seconds de mesurer les temps associés à l'anode (t_A), à la cathode haute (t_{CH}) et à la cathode basse (t_{CB}) de chaque cellule. Un signal retardé (t_α) peut aussi être mesuré par un quatrième TDC 17 bits de l'ASIC numérique, jusqu'à $710 \mu\text{s}$.

La détection d'un signal anodique produit l'émission d'un signal logique "OU" pour l'ensemble des cellules d'une même rangée, dans le secteur associé. Ainsi, 360 signaux OU (20 secteurs comptant chacun 18 rangées [Fig. 3.7]) sont collectés par le niveau T2 du trigger. Les TDC cathodiques sont stoppés par l'arrivée du plasma Geiger, ce qui permet de calculer les temps de propagation t_{CH} et t_{CB} , comme le montrent les équations 3.2 et 3.3.

$$t_{\text{CH}} = (\text{TDC}_{\text{CH}} \times 20 - 17.5) \text{ ns} \quad (3.2)$$

$$t_{\text{CB}} = (\text{TDC}_{\text{CB}} \times 20) \text{ ns} \quad (3.3)$$

Le piédestal de 17.5 ns introduit dans l'équation 3.2 permet de tenir compte des différences de longueur entre les câbles de chacune des cathodes.

Le TDC anodique présente deux modes de fonctionnement pour les événements prompts et retardés :

- si le trigger PM a été activé, les cartes d'acquisition envoient un signal STOP-A $6.14 \mu\text{s}$ après le signal STOP-PM. Si l'acquisition du temps anodique est déclenchée dans cet intervalle, l'intégration du signal anodique est stoppée par le STOP-A. Le temps anodique est alors obtenu par l'équation 3.4 où TDC_{max} correspond à $6.14 \mu\text{s}$;

$$t_A = ((\text{TDC}_{\text{max}} - \text{TDC}_A) \times 20) \text{ ns} \quad (3.4)$$

⁸Analogic Digital Converter

⁹Costruzioni Apparecchiature Elettroniche Nucleari [67]

¹⁰Application Specific Integrated Circuit

- si la cellule n'a pas été déclenchée avant le STOP-A, elle peut l'être jusqu'à l'arrivée du STOP- α , 710 μ s après le STOP-PM. Le TDC $_{\alpha}$ est alors mesuré, permettant de calculer le temps anodique comme le montre l'équation 3.5 où TDC $_{\alpha_max}$ correspond à environ 704 μ s ;

$$t_{\alpha} = ((TDC_{\alpha_max} - TDC_{\alpha}) \times 20)ns \quad (3.5)$$

Le chronogramme des niveaux de trigger de NEMO3 sont présentés par la figure 3.13.

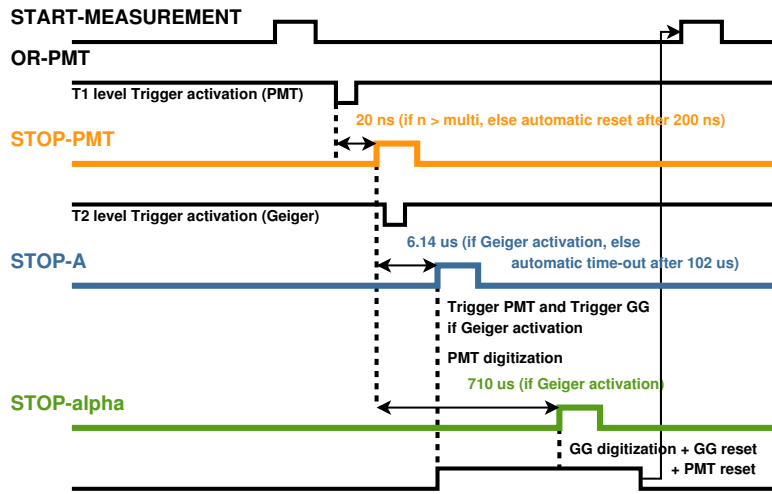


FIG. 3.13: Chronogramme des niveaux de trigger de NEMO3

5.3 Système de déclenchement de la prise de données

Le trigger central permet d'optimiser le déclenchement de l'acquisition de données en fonction de situations caractéristiques :

- production de données standard $\beta\beta$ ($\tau \approx 1$ Hz) ;
- étalonnage avec introduction de sources ($\tau \approx 250$ Hz) ;
- déclenchement externe lors de la calibration LASER.

Le système reçoit un signal analogique en provenance de chacun des 40 demi-secteurs de NEMO3, proportionnel au nombre de PMs dont le signal a passé le seuil haut. Si ce signal est supérieur au seuil de multiplicité fixé, alors le niveau T1 du trigger génère le signal STOP-PM, correspondant au temps de référence de l'évènement.

Le deuxième niveau de trigger, T2, consiste en une reconnaissance sommaire de traces dans la chambre à fils. A partir des 360 signaux provenant du détecteur de traces, le système identifie des séries de plans de cellules touchées. L'identification d'une trace est ainsi basée sur la recherche de plans adjacents dans un demi-secteur donné ou ses voisins.

Le dernier niveau de trigger, T3, consiste à détecter, éventuellement, des corrélations spatio-temporelles entre les PMs touchés et les traces reconstruites par T2. Le trigger T3 n'est

utilisé qu'en phase de calibration. Il est muni d'un algorithme préinstallé permettant, en plus, de ne sélectionner que les traces d'électrons émis des tubes de calibration.

Pour les prises de données $\beta\beta$, les contraintes du trigger sont extrêmement faibles pour permettre des analyses topologiques des événements dans NEMO3. Elles sont réduites à des critères de multiplicité rudimentaires. Malgré ces faibles contraintes, le taux de trigger moyen est inférieur à 10 Hz, témoignant de la grande radio-pureté du dispositif expérimental.

Chapitre 4

Reconstruction des évènements, analyse et simulation

Les données brutes, expérimentales ou simulées, de l'expérience NEMO3 sont constituées de listes de temps et d'amplitudes numérisés par l'électronique des cellules à dérives et des photomultiplicateurs [Chap. 3, Sec. 5]. Or, l'analyse des phénomènes physiques nécessite de reconstruire les temps, les énergies et les trajectoires des particules. Ce chapitre propose une description des étapes de cette reconstruction et des outils dédiés.

1 Reconstruction des évènements

La reconstruction des évènements nécessite la calibration du calorimètre afin de calculer les énergies et les temps d'interaction des particules. Par suite, la calibration de la chambre à fils permet de localiser l'origine de l'avalanche électronique, point d'interaction de la particule dans la chambre. Enfin, un algorithme dit de *tracking* propose une reconstruction des traces de ces particules.

1.1 Etalonnage en énergie et stabilité du calorimètre

L'électronique associée aux photomultiplicateurs permet d'enregistrer une amplitude (ADC). Cette mesure permet de calculer l'énergie déposée par une particule ayant interagi dans le scintillateur associé au moyen d'abaques, obtenues lors des calibrations absolues.

L'énergie calculée est telle que :

$$E = \frac{\alpha \times (ADC - ADC_{ped}) + \beta}{SIC} \quad (4.1)$$

où les paramètres α et β sont fournis par les abaques, ADC_{ped} est la valeur de piédestal du PM considéré, mesuré quotidiennement, *SIC* (*Super-Impact Correction*) permet de tenir compte de l'endroit où interagit la particule dans le scintillateur, effet qui peut provoquer une variation relative de 0 à 7 % du signal transmis au PM.

Par ailleurs, la stabilité du gain de chaque photomultiplicateur est mesurée de façon quotidienne par un dispositif LASER. Ceci permet de calculer un coefficient de dérives du gain. La

lumière délivrée par le LASER est supposée contrôlée par l'ensemble des N PMs de même taille de NEMO3. Par conséquent, l'ADC moyen mesuré est supposé constant et, pour un PM k de 3" donné au temps t , sa valeur est :

$$\langle ADC_{3''}(t) \rangle = \frac{\sum_{k=3''} g_k^{calib}(t) \times ADC(k, t)}{N_{3''}(t)} \quad (4.2)$$

où $g_k^{calib}(t)$ est le gain du PM k , obtenu par interpolation entre deux calibrations absolues.

Ainsi, si le PM k est stable, la variable $\eta(k, t)$ définie par l'équation 4.3 doit être constante [Fig. 4.1] :

$$\eta(k, t) = \frac{g_k^{calib}(t) \times ADC(k, t)}{\langle ADC_{3''}(t) \rangle} \quad (4.3)$$

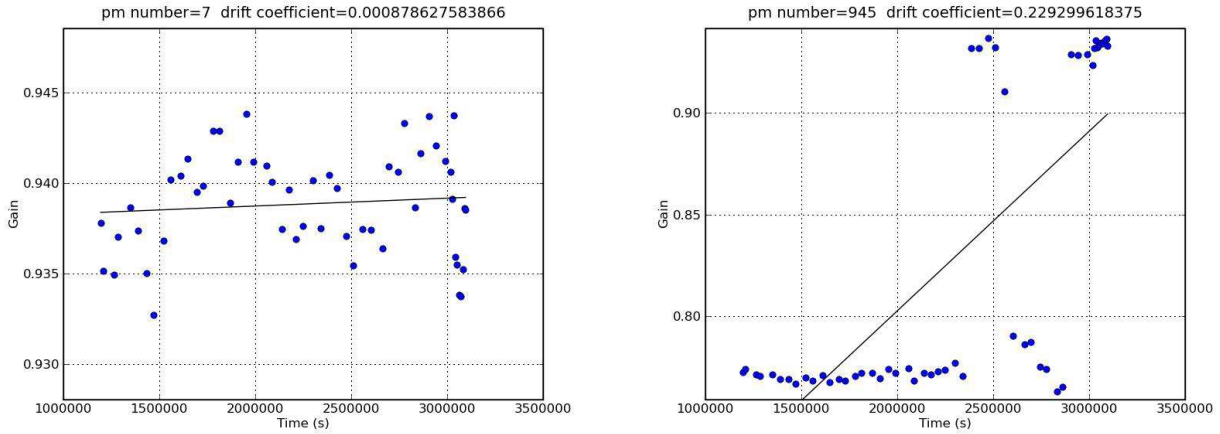


FIG. 4.1: Evolution de la variable $\eta(k, t)$: à gauche, un PM stable ; à droite : un PM présentant d'importantes fluctuations de gain [68]

Une analyse des fluctuations de $\eta(k, t)$ permet donc de détecter tout comportement anormal d'un photomultiplicateur. Ce suivi fait l'objet d'une note de confiance enregistrée dans la base de données de NEMO3 et qui permet de rejeter les événements dont une particule a interagi dans un scintillateur associé à un PM présentant une fluctuation de gain.

1.2 Reconstruction en temps

La détermination physique du temps d'interaction d'une particule dans un scintillateur s'effectue à partir du TDC, avec une résolution de 53 ps. Ce temps est corrigé de plusieurs paramètres dont il faut tenir compte :

- chaque ligne de lumière a un temps de réponse qui lui est propre, dû à sa géométrie, la longueur des câbles, l'électronique... La corrélation temporelle de chaque compteur nécessite un alignement réalisé lors de calibrations absolues avec une source de ^{60}Co , comme il a été décrit dans la section 4.3.2 du chapitre précédent, et introduit une correction t_{shift} .

- la mesure du temps s’effectue au passage d’un seuil en amplitude. Cette méthode implique une corrélation temps–amplitude qu’il faut corriger de la fonction $t_{corr}(ADC)$ paramétrée en utilisant les calibrations absolues :

$$t_{corr}(ADC) = p_1 - \frac{p_2}{p_3 \times \sqrt{ADC} + p_4} \quad (4.4)$$

- de plus, le suivi LASER des PMs permet de mesurer quotidiennement le temps de vol de la lumière LASER, lequel doit être constant, pour un PM donné. Aussi, tout écart induit la prise en compte d’une correction supplémentaire, appelée *Laser Time Correction* (*LTC*).

Finalement, le temps d’interaction d’une particule dans un scintillateur est donné par l’équation 4.5 (en ns) :

$$t(TDC) = TDC \times 0.053 - t_{shift} - t_{corr}(ADC - ADC_{ped}) - LTC \quad (4.5)$$

La reconstruction précise de ces temps est d’une importance capitale car elle conditionne les mesures de temps de vol qui permettent de distinguer les événements d’origine interne des bruits de fond externes [Chap. 5].

1.3 Reconstruction des traces

Lorsqu’une particule chargée traverse une cellule à dérive, elle y provoque une avalanche électronique, laquelle fournit des coordonnées tri-dimensionnelles. En effet, le front de montée rapide du signal anodique permet de calculer le rayon transverse auquel a eu lieu l’avalanche [Fig. 4.2]. La coordonnée Z est obtenue par la différence des temps cathodiques, temps mis par les plasmas pour atteindre les extrémités des cellules, à une vitesse de propagation de $7 \text{ cm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$.

Par suite, un algorithme basé sur un automate cellulaire [69] permet, dans un premier temps, d’identifier des agrégats spatio-temporels de cellules touchées. Ceux-ci constituent le support de reconstruction des traces de particules chargées. L’algorithme cherche ensuite à ajuster aux cellules de l’agrégat des arcs de cercle dans le plan transverse du détecteur et des lignes dans le plan vertical. Les pseudo-hélices ainsi construites sont extrapolées pour déterminer leurs points d’intersection avec la source (vertex) et un scintillateur (impact sur le calorimètre).

Cette paramétrisation est basée sur la forme des trajectoires attendues pour des électrons (signaux prompts). Un algorithme similaire est appliqué aux cellules retardées, dont les traces sont préférentiellement interprétées par l’algorithme comme étant des particules α issus de la décroissance du ^{214}Bi par processus *BiPo* [Chap. 5].

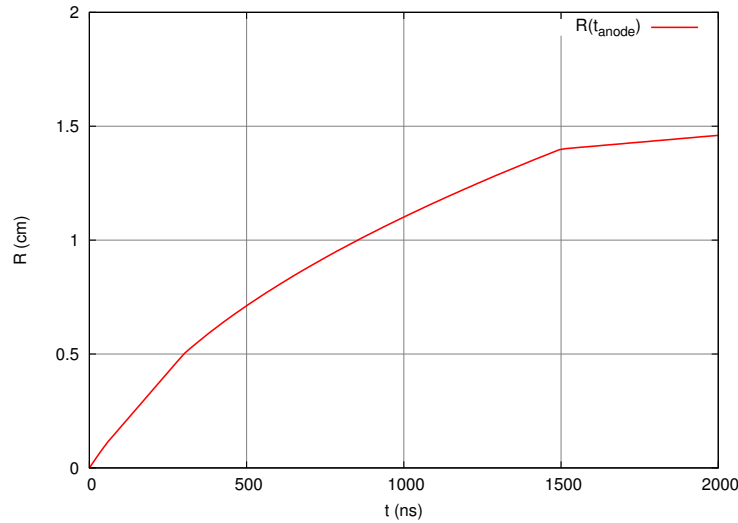


FIG. 4.2: Mesure de la distance radiale en fonction du temps anodique d'une cellule à dérive

2 Description du système d'analyse de données et outil de simulation

Historiquement, la collaboration NEMO utilise un système d'analyse de données basé sur les codes FORTRAN et PAW.

Aussi, le système d'analyse de données utilisé pour cette thèse est né de la volonté d'assurer un traitement commun aux données réelles et de simulation. Son développement a commencé au LPC¹ en 2005. Baptisé NAT++ (*Nemo Analysis Toolkit in C++*), il intègre des algorithmes modulaires, basés sur une approche orientée objet et s'appuie naturellement sur des bibliothèques scientifiques externes (Boost, Gnuplot, Root...). Cet outil présente l'avantage d'être versatile, évolutif et pédagogique. Il supporte une approche collaborative, ce qui est moins le cas du code historique.

2.1 Structure générale du système d'analyse de données

Les outils et langages de programmation utilisés par NAT++ sont :

- bash, GNU make, m4, autotools,
- gcc/g++ (compilateurs GNU),
- gfortran,
- Python 2.5, 2.6.

Par ailleurs, NAT++ s'appuie sur les bibliothèques externes suivantes :

- CERNLIB,
- CLHEP,
- GSL,

¹Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen - IN2P3/CNRS, Ensicaen, Université de Caen Basse-Normandie, UMR 6534 - Boulevard du Mal Juin, 14050 CAEN Cedex

- MySQL,
- ROOT,
- gnuplot.
- Boost 1.40.0

La librairie N3AnaBase, décrite ci-après requiert, de plus, l'utilisation des librairies suivantes :

- **datatools**, qui fournit un grand nombre d'outils basés sur Boost, pour la gestion des flux en lecture et en écriture, l'identification des événements, l'insertion de propriétés
- **geomtools**, puissant outil de géométrie, qui permet de définir et gérer de nombreuses courbes, surfaces et volumes.
- **pkgtools**, qui fournit un outil générique de conception de librairies, facilitant leur interfaçage.

Par suite, les librairies primordiales à la reconstruction des événements sont les suivantes [70] :

- **DevSkel**, qui fournit des outils de compilation et de gestion des librairies,
- **NemoTools**, qui contient des outils génériques,
- **N3GeomDef**, qui permet de décrire toute la géométrie du détecteur NEMO3,
- **N3Db**, interface d'accès à la base de données de l'expérience NEMO3, hébergée au centre de calcul de Lyon et qui permet de conserver les conditions d'acquisition de l'expérience, en temps réel [Sec. 2.2],
- **N3ToolsBox**, qui fournit quelques utilitaires,
- **NemoCuts**, qui fournit des outils génériques pour la sélection d'événements,
- **N3IORoot**, pour la gestion des flux d'entrée et sortie (I/O) au format Root,
- **N3Event**, qui définit un modèle d'événement pour NEMO3,
- **N3Arc4se**, qui permet de dégrader les événements simulés pour reproduire les conditions réelles d'acquisition [Sec. 2.3],
- **N3Calib**, qui permet la calibration des événements, en position, en énergie et en temps,
- **N3TrackLAL**, outil de reconstruction des traces, utilisant l'algorithme développé en Fortran par les laboratoires de Dubna et le LAL².

Enfin, deux librairies facilitent l'analyse :

- **N3AnaBase**, qui fournit de nombreux outils de base pour la sélection et l'analyse de données, au format Boost, et permet l'interfaçage de nouvelles librairies développées par l'utilisateur final,
- **N3VisuToy**, outil de visualisation des événements sous gnuplot, il accepte les événements au format Root et Boost.

La figure 4.3 illustre le flux d'utilisation de ces librairies [70].

²Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire - IN2P3/CNRS, Centre Scientifique d'Orsay, Université Paris-Sud 11, UMR8607, 91898 ORSAY Cedex

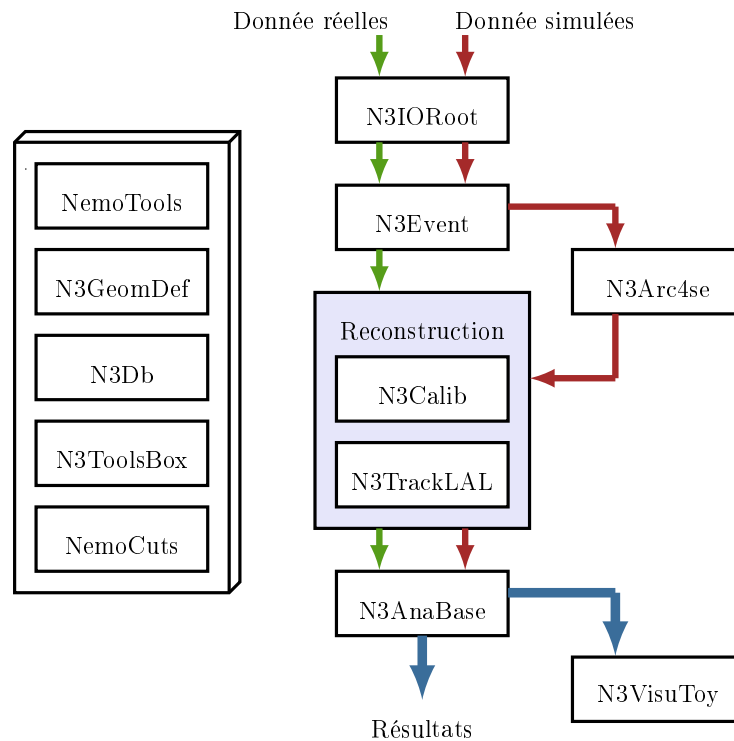


FIG. 4.3: Flux d'utilisation de NAT++ pour les données réelles et simulées

2.2 Base de données

Le grand nombre de systèmes de détection utilisés dans l'expérience NEMO3 impose d'utiliser une base de données, laquelle contient pour chaque prise de données et parmi d'autres informations :

- des informations sur le run :
 - numéro, date, type (standard, calibration...), trigger, temps-mort, nombre d'évènements...
- des informations sur chacun des 1940 photomultiplicateurs :
 - piédestal, résolution, coefficients de calibration en énergie, corrections en temps, fluctuations de la lumière LASER...
- des informations sur chacune des 6180 cellules à dérive :
 - constantes d'étalonnage, statut de la cellule...

Gérée par MySQL, la base de données est hébergée au centre de calcul de Lyon.

2.3 Outil de simulation

Les évènements Monte-Carlo sont simulés grâce à un outil dédié développé par le laboratoire IReS Strasbourg³ : *nemos* [71].

³Institut de Recherche Subatomique - IN2P3/CNRS, Université de Strasbourg, UMR 7500, 67037 STRASBOURG Cedex 2

En réalité, ce programme consiste en un ensemble de codes permettant de :

- générer les conditions cinématiques initiales d'un évènement : le générateur d'évènements est un outil indépendant qui s'appuie sur le code DECAY0 [72] développé par O.A. Ponkratenko, V.I. Tretyak et Yu.G. Zdesenko. Il permet de générer l'énergie initiale, le temps et la distribution angulaire de particules émises par décroissance radioactive des noyaux d'intérêt pour les expériences de double désintégration bêta, incluant ces noyaux et les principaux bruits de fond constatés,
- décrire la géométrie du détecteur : la description complète de la géométrie du détecteur permet de définir avec précision les vertex d'émission des évènements simulés. C'est ce que montre la figure 4.4 où sont retracés les vertex d'évènements émis à la surface des fils et dans les feuilles de ^{100}Mo .
- calculer le parcours des particules : le parcours des particules est calculé en utilisant le code de propagation de GEANT3
- enregistrer les réponses des cellules Geiger et scintillateurs touchés : les conditions réelles de run sont appliquées aux évènements simulés afin de les dégrader et estimer au mieux l'efficacité du détecteur. Cette étape nécessite notamment un accès à une base de données dans laquelle sont enregistrés, pour chaque run, l'ensemble des paramètres de l'expérience.

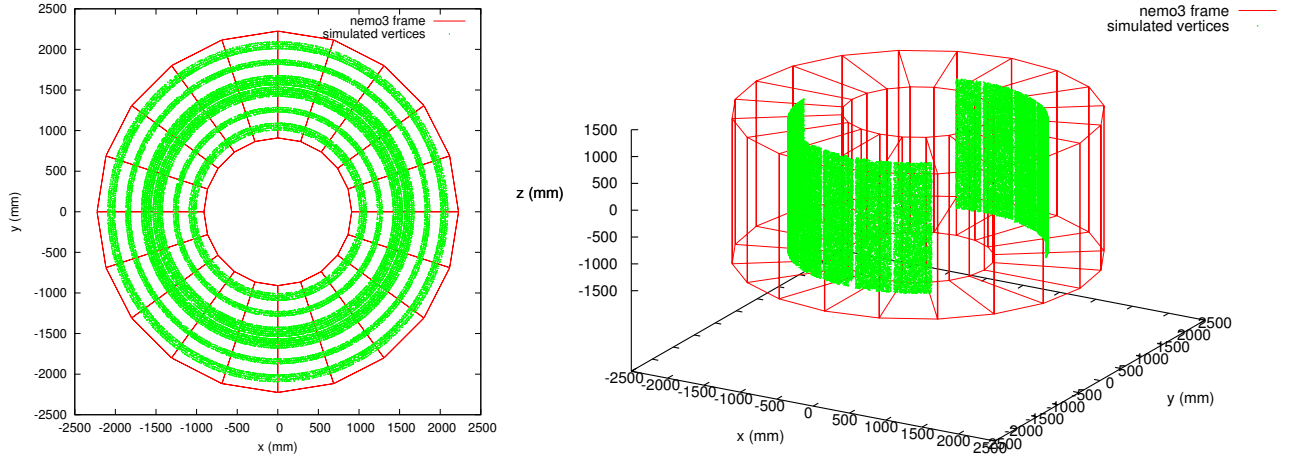


FIG. 4.4: Génération d'évènements au moyen de nemos : à gauche : à la surface des fils ; à droite : dans les feuilles de ^{100}Mo

Les données de simulation sont traitées de la même manière que les données réelles, ce qui permet d'utiliser la même chaîne d'analyse [Fig. 4.3].

Toutefois, les données simulées reproduisent un fonctionnement idéal du détecteur. Aussi, afin de tenir compte de ses défauts et estimer correctement la réponse du détecteur, il est nécessaire de reproduire le fonctionnement du dispositif expérimental. C'est là le but de la librairie **N3Arc4se**, évoquée ci-avant, laquelle dégrade la réponse simulée du détecteur, conformément à la réalité de l'expérience, enregistrée dans la base de données.

3 Application au canal $2e^-$ du ^{100}Mo

Afin de tester les outils d'analyse développés et utilisés ici, la recherche d'évènements de topologie $2e^-$ issus d'une feuille de ^{100}Mo et ayant interagi dans des scintillateurs situés sur les murs internes ou externes est menée. Le peuplement de ce canal est largement dominé par le processus $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état fondamental du ^{100}Ru .

Aussi, le choix de traiter cet exemple est motivé par plusieurs éléments :

- la demi-vie de la double désintégration bêta avec émission de deux neutrinos du ^{100}Mo vers l'état fondamental du ^{100}Ru est connue avec une bonne précision et est suffisamment "petite" pour mesurer un nombre significatif d'évènements [73] :

$$T_{1/2}^{2\beta 2\nu}({}^{100}\text{Mo}, gs) = (7.11 \pm 0.02_{(stat)} \pm 0.54_{(syst)}) \times 10^{18} \text{ans} \quad (4.6)$$

- par ailleurs, le bruit de fond de ce canal d'analyse est tel que le rapport $\frac{S}{B}$ attendu avoisine 40 pendant la phase 1 et 76 pendant la phase 2, ce qui autorise, en première approximation, à le négliger [Chap. 5, Sec. 2.1],
- enfin, comme il est décrit dans le chapitre 6, ce type d'évènement contribue de façon importante au bruit de fond pour la mesure de la double désintégration bêta du ^{100}Mo vers l'état excité 0^+ du ^{100}Ru .

La figure 4.5 présente les énergies individuelles, énergie totale et distribution angulaire des deux électrons, respectivement pour les phases 1 et 2. Les données expérimentales y sont comparées à la simulation d'évènements de double désintégration bêta avec émission de deux neutrinos du ^{100}Mo vers l'état fondamental du ^{100}Ru .

Comme le montrent ces spectres, les données expérimentales et simulées sont en bon accord, malgré le défaut d'évènements constaté à basse énergie, lequel se justifie par la non prise en compte du bruit de fond, dont la contribution est décroissante avec l'énergie [73].

L'efficacité de détection $\beta\beta 2\nu$ est estimée à $2.00 \pm 0.05\%$ par simulation Monte-Carlo, et 100959 évènements ont été sélectionnés pendant la phase 1 (1.23 ans), contre 397494 pendant la phase 2 (4.84 ans). Si, bien que cette hypothèse soit fausse, tous ces évènements étaient attribués à des doubles désintégrations bêta avec émission de deux neutrinos du ^{100}Mo vers l'état fondamental du ^{100}Ru , la demi-vie résultante du processus serait de $(7.03 \pm 0.02_{(stat)}) \times 10^{18} \text{ans}$, d'après l'équation 4.7 :

$$T_{1/2}^{2\beta 2\nu}({}^{100}\text{Mo}, gs) = \frac{\ln(2) \times \epsilon \times m \times N_a \times T}{N \times M_m} \quad (4.7)$$

où ϵ est l'efficacité de détection, $m = 6914 \text{g}$ la masse de ^{100}Mo étudiée, N_a la constante d'Avogadro, T le temps d'observation, N le nombre d'évènements mesurés et $M_m = 100$ la masse molaire du ^{100}Mo .

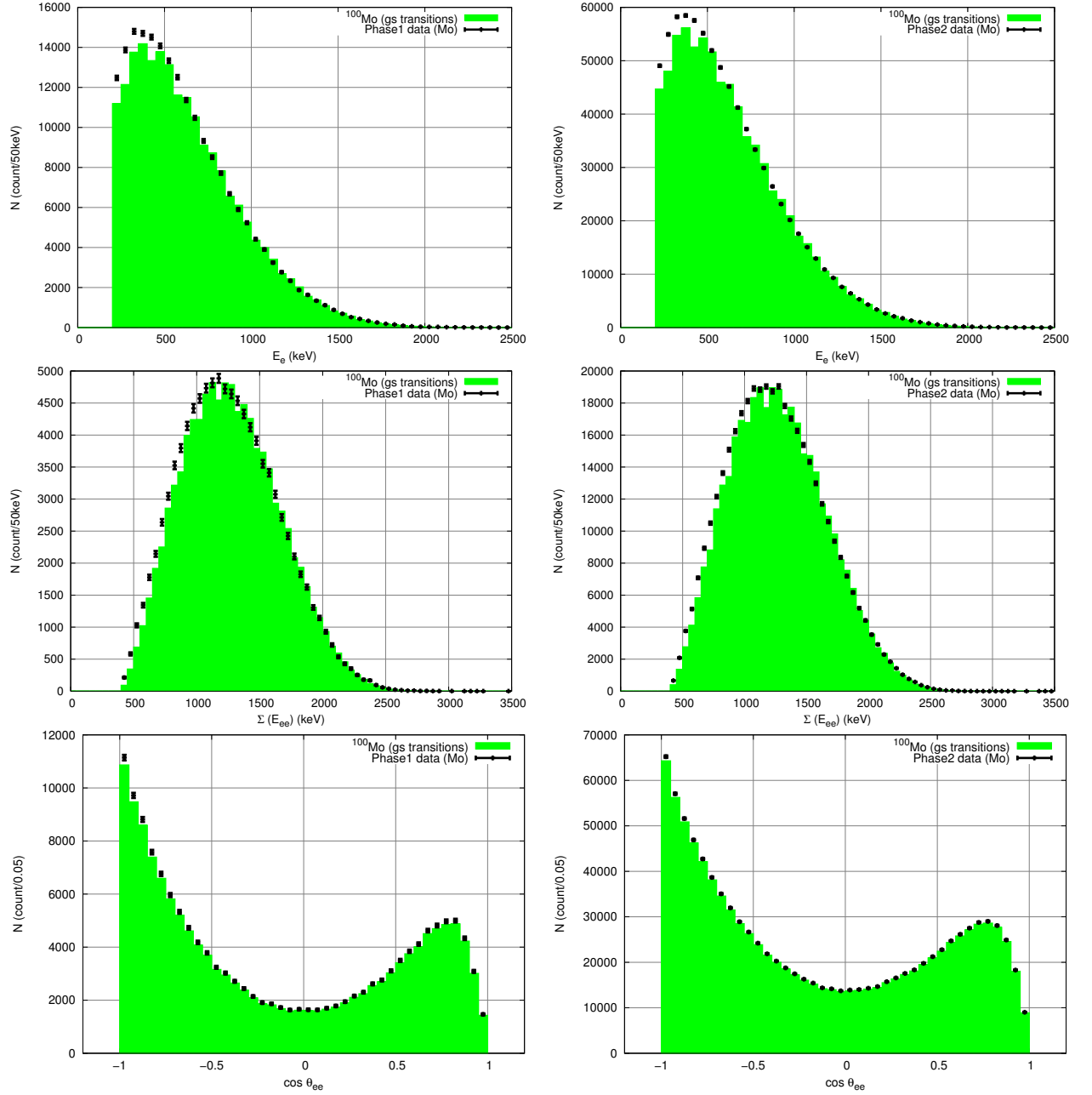


FIG. 4.5: Energies individuelles, énergie totale et distribution angulaire des deux électrons; à gauche : phase 1 ; à droite : phase 2 ; en vert : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état fondamental, en noir : données expérimentales

Si ce test n'a pas pour prétention de mesurer la demi-vie $T_{1/2}^{2\beta 2\nu}(^{100}\text{Mo}, gs)$, il permet toutefois de valider l'utilisation du système d'analyse de données NAT++ pour l'étude de la double désintégration bêta du ^{100}Mo vers l'état excité 0^+ du ^{100}Ru . En effet, il a permis de prouver la bonne prise en compte des calibrations en énergie et en temps, de valider les mesures de temps de vol et la reconstruction des traces des particules chargées.

Chapitre 5

Bruits de fond de l'expérience NEMO3

Le bruit de fond dominant provient de la radioactivité naturelle. Celle-ci a pour origine des isotopes à très longues durées de vie :

- le ^{232}Th , le ^{235}U et le ^{238}U qui donnent lieu aux chaînes de radioactivité naturelle présentées en figure 5.1 ;
- le ^{40}K , dont la durée de vie est de 1.277×10^9 années et dont les noyaux fils (^{40}Ca et ^{40}Ar) sont stables.

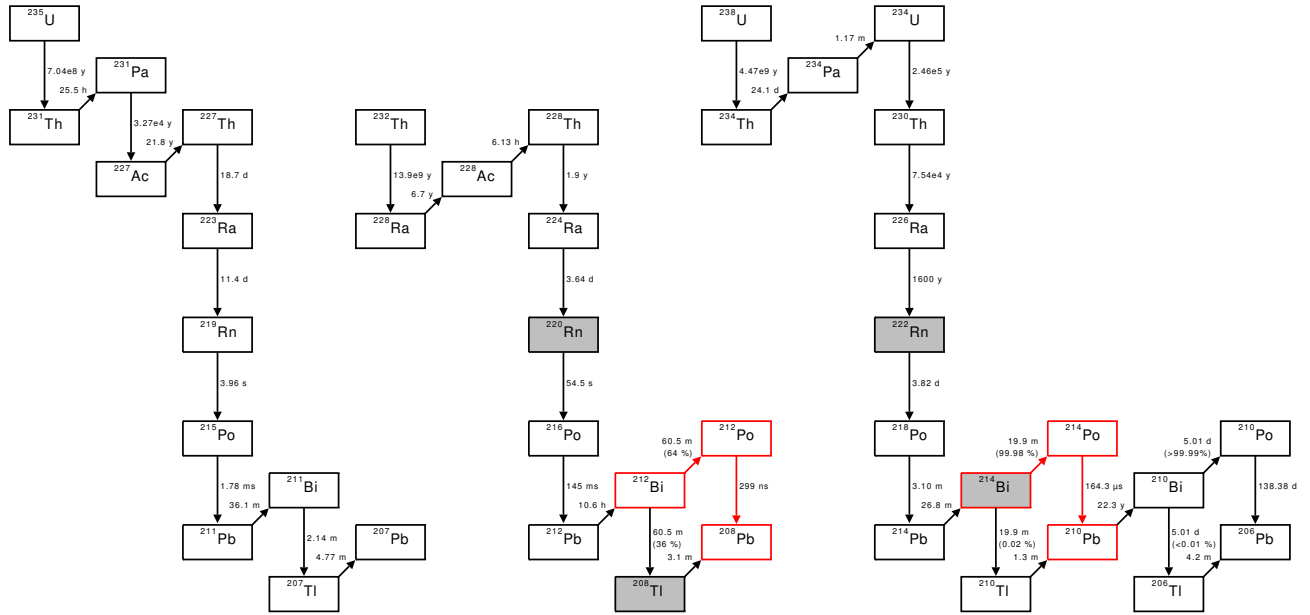


FIG. 5.1: Filiation des familles radioactives naturelles : le processus BiPo apparaît en rouge ; les principaux bruits de fond sont grisés

Parmi les isotopes induits par la radioactivité naturelle, seuls deux sont émetteurs β^- et présentent des valeurs de Q_β supérieures à 3 MeV. Il s'agit du ^{208}Tl ($Q_\beta = 5.001$ MeV [Fig. 5.4]) et du ^{214}Bi ($Q_\beta = 3.272$ MeV [Fig. 5.3]), respectivement issus des chaînes du ^{232}Th et du ^{238}U .

Ces deux isotopes forment les principales sources de bruit de fond de l'expérience NEMO3, dont ce chapitre propose une description. Deux catégories sont définies en fonction de leur origine :

- le *bruit de fond interne* provient de la feuille source,
- le *bruit de fond externe* a pour origine toute source extérieure à la feuille.

1 Bruit de fond interne

Le bruit de fond interne est essentiellement dû à la présence d'impuretés émettrices β^- piégées dans la feuille. L'émission de l'électron associé peut conduire à des événements de type $2e^-$ suivant trois mécanismes décrits par la figure 5.2 :

- la décroissance β peut être accompagnée d'un électron de conversion interne dû à la désexcitation du noyau. Le réarrangement du cortège électronique de l'atome peut dans ce cas être à l'origine de l'émission d'un rayonnement X,
- la désexcitation du noyau peut aussi se faire par émission d'un rayonnement γ , lequel peut induire l'émission d'un électron, par diffusion Compton,
- enfin, le β initialement émis peut lui-même éjecter un second électron, par effet Møller.

De plus, dans la région où la double désintégration bêta sans émission de neutrino est attendue, le processus permis de $\beta\beta 2\nu$ peut constituer une importante source de bruit de fond, notamment à cause de la médiocre résolution en énergie de NEMO3. C'est la raison pour laquelle une étude minutieuse des bruits de fond sur une large gamme en énergie est importante, afin de bien mesurer la demi-vie du processus de double désintégration bêta avec émission de deux neutrinos.

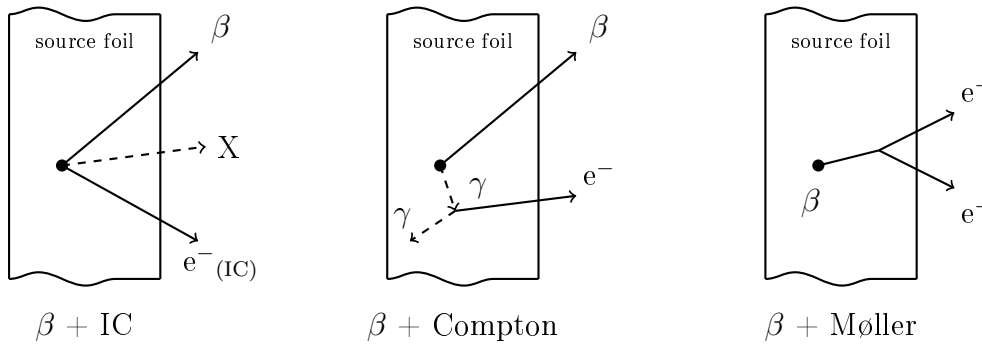


FIG. 5.2: Mécanismes de production d'événements de bruit de fond interne

1.1 Mesure de l'activité en ^{214}Bi dans la source

La contamination interne en ^{214}Bi des feuilles source est mesurée par détection d'événements de type $BiPo$, de topologie $e^- + \alpha$ retardé [Fig. 5.3]. La perte d'énergie des particules α dans la feuille est significativement plus grande que dans le gaz. Par conséquent,

la longueur de la trace laissée par celle-ci dépend de la localisation de la contamination. C'est ce principe qui est utilisé pour mesurer la contamination des feuilles source.

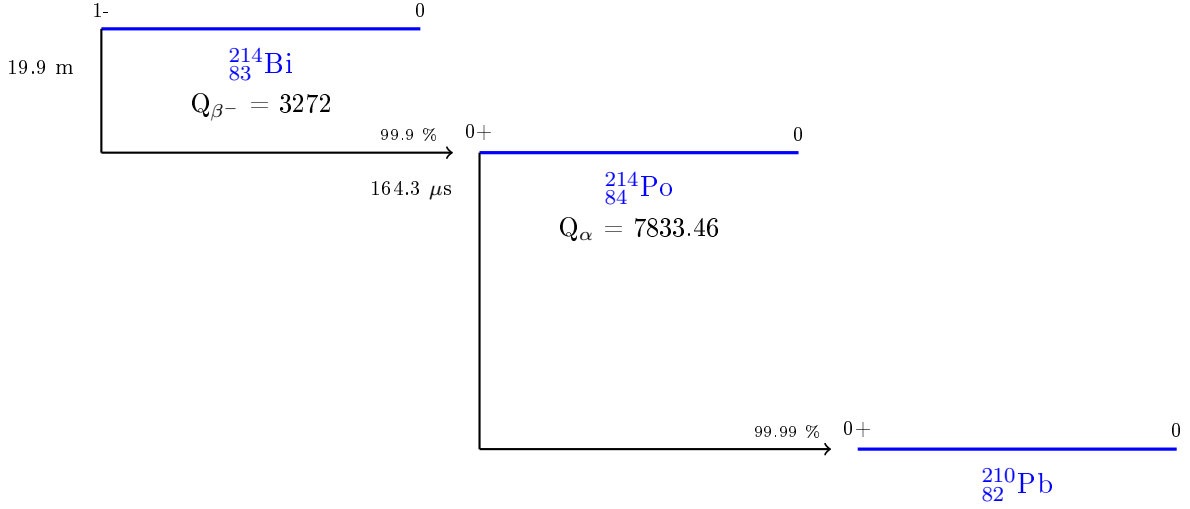


FIG. 5.3: Schéma de décroissance simplifié du ^{214}Bi (seule la transition la plus probable y figure)

Pour chacune des sources, les résultats de ces mesures sont reportés dans le tableau 5.1 et comparés aux mesures préliminaires réalisées grâce à un détecteur Germanium hyper-pur (HPGe). Les deux mesures apparaissent compatibles.

1.2 Mesure de l'activité en ^{208}Tl dans la source

Le ^{208}Tl , issu de la chaîne de décroissance du ^{232}Th , constitue la plus grande source de bruit de fond interne pour la double désintégration bêta sans émission de neutrino. Aussi, les contraintes de radiopureté des sources de ^{100}Mo et de ^{82}Se sont sévères et des mesures préliminaires ont été réalisées grâce à un détecteur HPGe. La mesure de contamination des feuilles peut de plus être réalisée directement avec le détecteur NEMO3.

En effet, la décroissance β du ^{208}Tl est accompagnée de l'émission de deux à trois rayonnements γ [Fig. 5.4]. Les événements de topologie $e\gamma\gamma$ et $e\gamma\gamma\gamma$ sont donc naturellement de bons candidats pour cette mesure. Un seuil en énergie de 200 keV est imposé à l'électron. Les γ doivent avoir une énergie individuelle supérieure à 150 keV et la somme de leur énergie doit dépasser 1700 keV. Enfin, des contraintes sur le temps de vol permettent de sélectionner plus finement les événements d'intérêt.

Le tableau 5.2 permet de comparer les résultats de ces deux mesures. Du fait de la plus longue exposition des sources dans le détecteur NEMO3, la sensibilité atteinte est meilleure.

feuille source	activité en ^{214}Bi mesurée avec NEMO3 ($\text{mBq}\cdot\text{kg}^{-1}$)	activité en ^{214}Bi mesurée avec un HPGe ($\text{mBq}\cdot\text{kg}^{-1}$)
^{100}Mo (m)	< 0.1	< 0.39
^{100}Mo (c)	< 0.15	< 0.34
^{82}Se (I)	1.1 ± 0.17	< 4.2
^{82}Se (II)	0.53 ± 0.18	1.2 ± 0.5
^{96}Zr	5.5 ± 1.7	< 16.7
^{150}Nd	2.8 ± 0.4	< 3.3
^{130}Te	0.39 ± 0.06	< 0.67
Te (nat)	0.28 ± 0.14	< 0.17
^{116}Cd	0.65 ± 0.13	< 1.7
Cu	< 0.1	< 0.12

^{100}Mo (m) : feuilles métalliques; ^{100}Mo (c) : feuilles composites; ^{82}Se (I) et ^{82}Se (II) : les feuilles de ^{82}Se proviennent de deux méthodes d'enrichissement différentes.

TAB. 5.1: Mesure de l'activité en ^{214}Bi des sources de NEMO3, en utilisant la méthode décrite ici (NEMO3) et à l'aide d'un détecteur HPGe, avant l'introduction des sources dans le détecteur

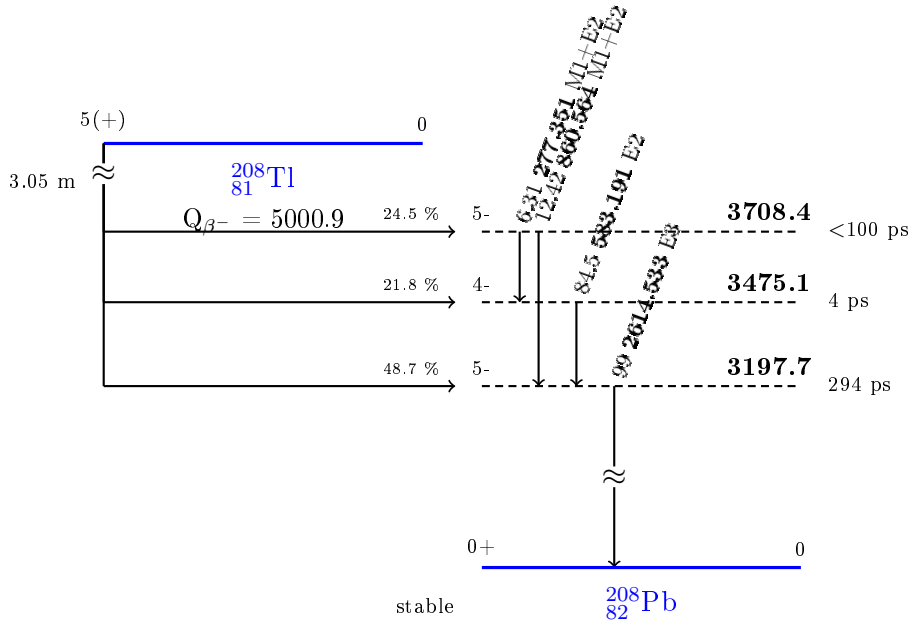


FIG. 5.4: Schéma de décroissance simplifié du ^{208}Tl (seules les transitions dont le rapport d'embranchement est supérieur à 5 % y figurent)

feuille source	activité en ^{208}Tl mesurée avec NEMO3 ($\text{mBq}\cdot\text{kg}^{-1}$)	activité en ^{208}Tl mesurée avec un HPGe ($\text{mBq}\cdot\text{kg}^{-1}$)
^{100}Mo (m)	0.11 ± 0.01	< 0.13
^{100}Mo (c)	0.12 ± 0.01	< 0.17
^{82}Se (I)	0.34 ± 0.05	< 0.670
^{82}Se (II)	0.44 ± 0.04	0.4 ± 0.13
^{48}Ca	1.15 ± 0.22	< 2
^{96}Zr	2.77 ± 0.25	< 5
^{150}Nd	9.32 ± 0.32	10 ± 1.7
^{130}Te	0.23 ± 0.05	< 0.5
Te (nat)	0.27 ± 0.04	< 0.08
^{116}Cd	0.17 ± 0.05	< 0.5
Cu	0.03 ± 0.01	< 0.033

^{100}Mo (m) : feuilles métalliques ; ^{100}Mo (c) : feuilles composites ; ^{82}Se (I) et ^{82}Se (II) : les feuilles de ^{82}Se proviennent de deux méthodes d'enrichissement différentes.

TAB. 5.2: Mesure de l'activité en ^{208}Tl des sources de NEMO3, en utilisant la méthode décrite ici (NEMO3) et à l'aide d'un détecteur HPGe, avant l'introduction des sources dans le détecteur

2 Bruit de fond externe

La principale contribution du bruit de fond externe provient de rayonnements γ qui interagissent dans la feuille source. Trois mécanismes peuvent conduire ces rayonnements à produire des événements présentant une topologie à deux électrons [Fig. 5.5] :

- la création de paires, où la courbure du positon serait mal identifiée,
- deux diffusions Compton successives,
- un effet Compton dont l'électron induit provoque une diffusion Møller dans la feuille.

Le rayonnement γ externe à l'origine de ces bruits de fond peut avoir plusieurs origines ; il peut provenir de la présence de radon et de thoron dans l'enceinte du détecteur ou dans l'air du laboratoire. Il peut aussi être issu des roches des murs du laboratoire ou des matériaux composant le détecteur, malgré la rigueur avec laquelle ils ont été sélectionnés. Ils peuvent, enfin, être produits par interaction d'un neutron dans le blindage du détecteur.

2.1 Mesure du taux de radon dans la chambre à fils

La contribution la plus importante du bruit de fond externe provient du radon. Or, le ^{214}Bi est un descendant du ^{222}Rn . Il décroît par processus β en ^{214}Po , lequel se désintègre en ^{210}Pb , par décroissance α , avec un temps caractéristique de $164\ \mu\text{s}$. C'est le processus *BiPo*, largement décrit dans la partie III.

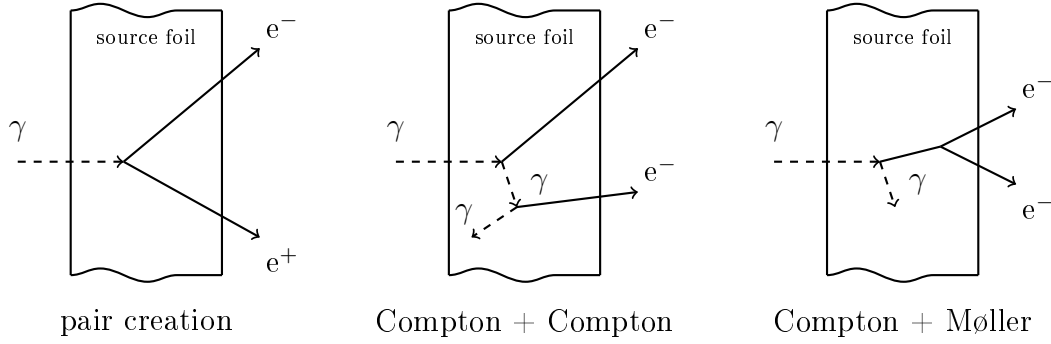


FIG. 5.5: Mécanismes de production d'évènements de bruit de fond externe dans la feuille source

2.1.1 Sélection d'évènements

Afin de déterminer la contribution du radon dans le bruit de fond total de l'expérience NEMO3, il est nécessaire d'en mesurer l'activité au cours du temps. Pour ce faire, une sélection des évènements présentant une trace prompte ayant un vertex commun avec une trace rectiligne retardée est opérée :

- le délai de la trace retardée doit être supérieur à $30 \mu\text{s}$ afin d'éviter d'interpréter des cellules activées de manière intempestive par leurs voisines comme des évènements retardés,
- ce délai est par ailleurs limité à $700 \mu\text{s}$ par la dynamique d'acquisition du détecteur,
- la longueur de la trace retardée doit être inférieure à 36 cm, correspondant au parcours maximum d'un α de 7.7 MeV dans la chambre à fils,
- la différence de délai entre deux cellules retardées doit être inférieure à $2.1 \mu\text{s}$, temps de dérive maximum des cellules Geiger.

L'efficacité de sélection d'évènements *BiPo*, en utilisant ces critères, est estimée par simulation Monte-Carlo à $1.55 \pm 0.03 \%$.

Deux exemples d'évènements répondant à ces critères sont présentés sur la figure 5.6.

La distribution des intervalles de temps entre la trace prompte et la trace retardée [Fig. 5.7] permet de valider la qualité de ces critères. En effet, un ajustement statistique de cette distribution mène à une demi-vie du ^{214}Po estimée à $163.6 \pm 1.2 \mu\text{s}$, ce qui est en accord avec la valeur attendue ($164 \mu\text{s}$). Par ailleurs, le taux d'évènements fortuits sélectionnés est compatible avec 0.

De plus, la comparaison des énergies des électrons et des longueurs de traces des particules α mesurées aux données simulées montrent un bon accord, comme le montre la figure 5.8. Les électrons ont une énergie maximale de 3.2 MeV et le parcours des α de 7.7 MeV est limité à 36 cm. Toutefois, la longueur privilégiée des traces α est de 26.6 cm pour les données réelles et 29.5 cm pour les données simulées. Cette différence peut être due à la granularité des fils, laquelle n'est pas prise en compte dans la simulation. En effet, si du ^{222}Rn se fixe dans l'échancrure de la surface d'un fil, la particule α de décroissance du ^{214}Po peut perdre une partie de son énergie en traversant le relief du fil, justifiant ce décalage.

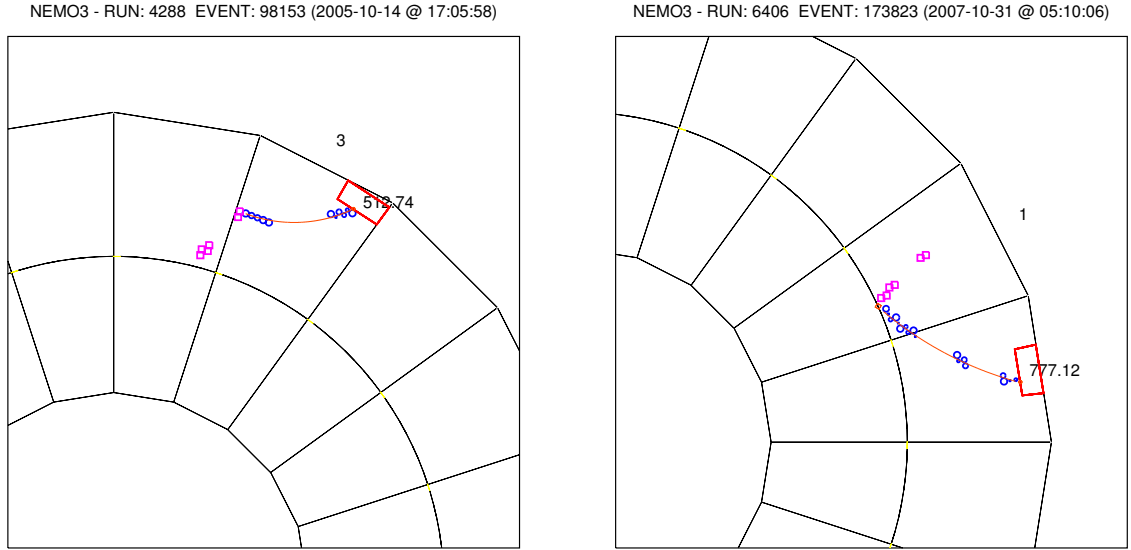


FIG. 5.6: Exemples d'évènement de type *BiPo* (vus du dessus); les cercles bleus représentent des cellules à dérive en temps et les carrés magentas des cellules à dérive retardées. Le scintillateur touché est dessiné en rouge; à gauche : le vertex est situé dans la chambre à fils; le β dépose une énergie de 513 keV dans le calorimètre, l' α est retardé de 114 μ s; à droite : le vertex est situé sur la feuille source; le β dépose une énergie de 777 keV dans le calorimètre, l' α est retardé de 425 μ s

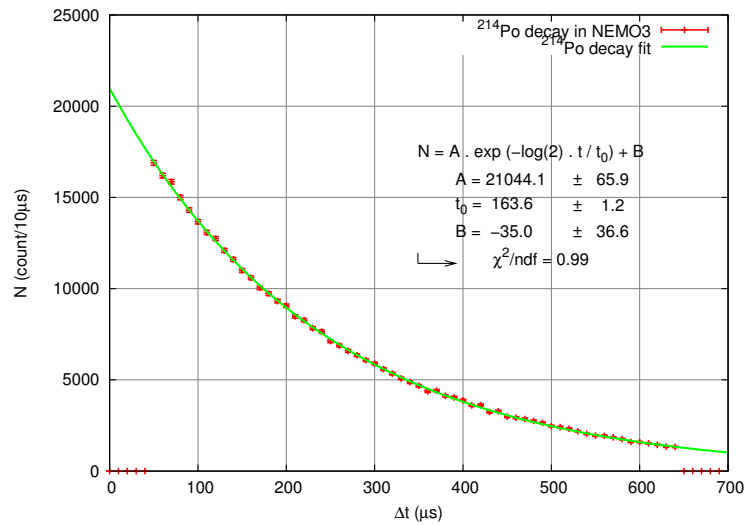


FIG. 5.7: Décroissance du ^{214}Po ; en rouge : données réelles; en vert : ajustement exponentiel

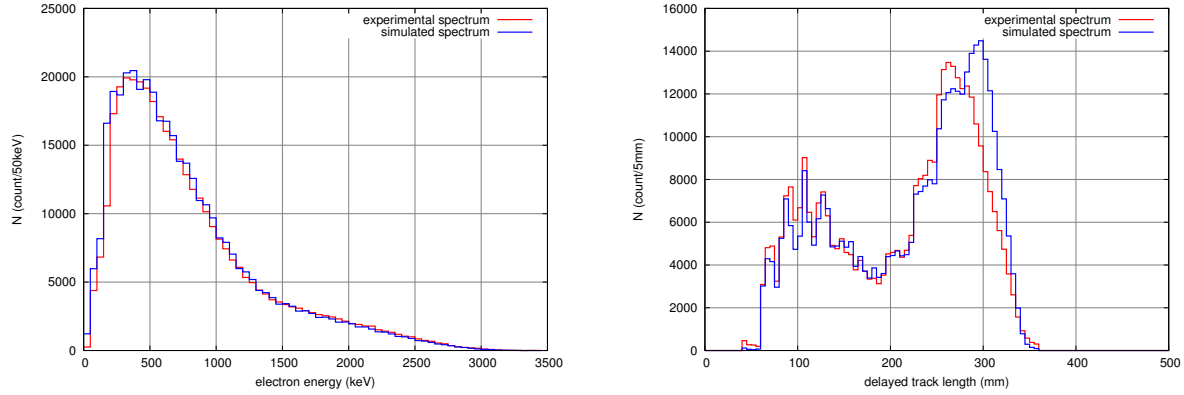


FIG. 5.8: A gauche : energie de l'électron prompt ; à droite : longueur de la trace de l'alpha retardé ; en rouge : données réelles ; en bleu : données simulées

2.1.2 Evolution de l'activité en ^{222}Rn dans l'espace et le temps

C'est en utilisant la méthode décrite ci-avant que le taux de ^{222}Rn dans le détecteur NEMO3 peut être analysé. Ceci conduit à définir deux périodes d'acquisition du dispositif :

- la phase 1 est caractérisée par un taux élevé de radon ($A(^{222}\text{Rn}) = 37.7 \pm 0.1 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-3}$). Elle débute en février 2003 et se termine à la mise en service de l'usine anti-radon [Chap. 3, Sec. 1.3], en septembre 2004,
- la phase 2 présente un taux de radon plus faible ($A(^{222}\text{Rn}) = 6.46 \pm 0.02 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-3}$). Elle débute en octobre 2004 et prend fin avec l'arrêt du détecteur, en janvier 2011.

La figure 5.9 présente l'activité en ^{222}Rn dans le gaz de la chambre à fils du détecteur et illustre la pertinence de définir ces deux phases.

Par ailleurs, la reconstruction des vertex permet de déterminer l'origine des événements BiPo dans le détecteur et mesurer le taux de radon par unité de volume dans le détecteur. C'est ce que montrent les figures 5.10 et 5.11, sur lesquelles sont représentées les activités moyenne de ^{222}Rn en fonction du plan de fils et du numéro de secteur, pour l'ensemble du détecteur, respectivement pendant les phases 1 et 2 d'analyse. Ces cartes d'activité révèlent une accumulation de ^{222}Rn dans la partie haute du volume extérieur et la partie basse du volume intérieur du détecteur.

En effet, pour les deux phases, on observe une accumulation à $z > 1 \text{ m}$ sur les plans de fils 03, 04 et 05 et $z < -1 \text{ m}$ sur les plans de fils 13, 14 et 15. C'est ce que montrent les cartes de gauche de chacune de ces deux figures. En revanche, comme le montrent les cartes de droite, aucune accumulation significative n'est à remarquer dans un secteur particulier. Cette non-uniformité du ^{222}Rn dans la chambre à fils ne semble pouvoir s'expliquer que par un défaut de balayage de l'air déradonisé.

2.2 Modèle de bruit de fond externe à la chambre à fils

Le modèle de bruit de fond désigne la somme des différentes contributions de bruit de fond de l'expérience. Il est élaboré en mesurant chacune d'elle au moyen de canaux d'analyse propices à leur étude.

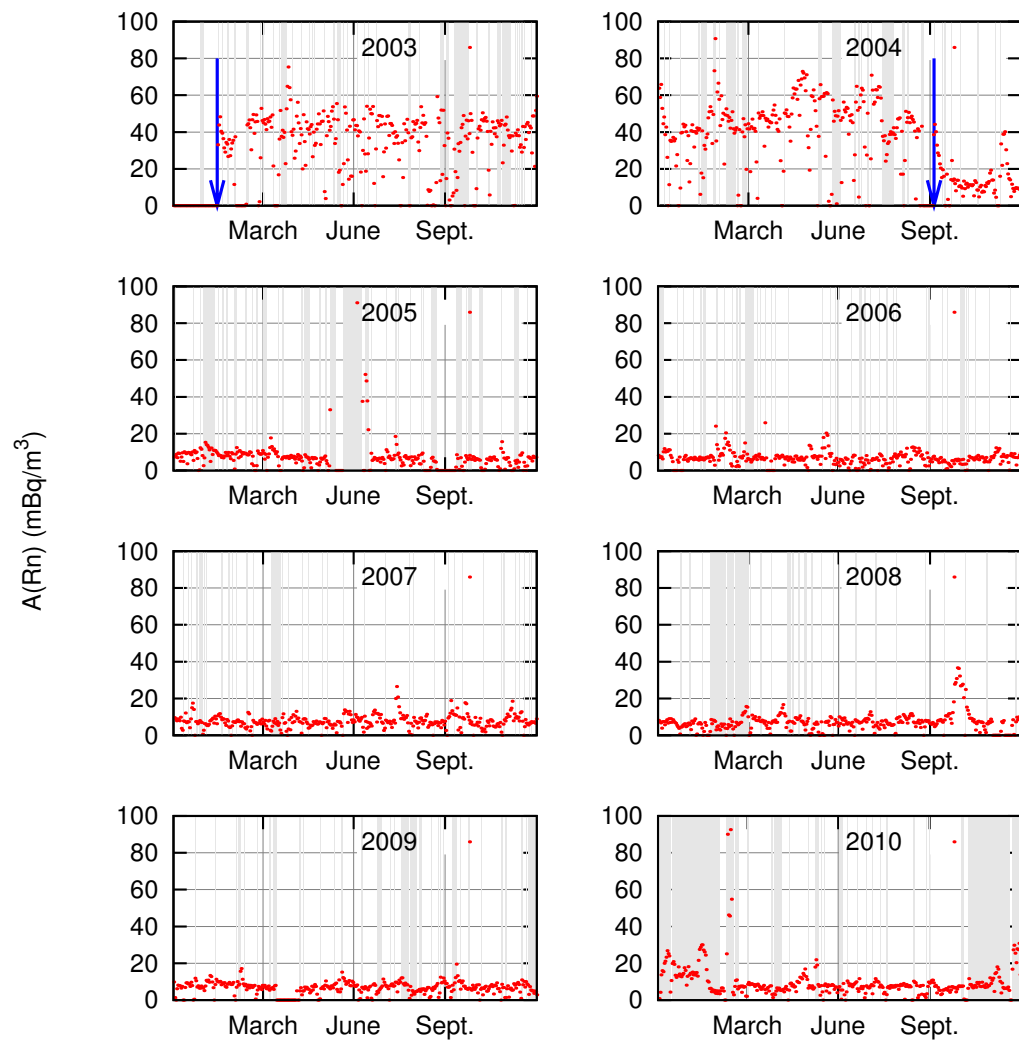


FIG. 5.9: Activité du ^{222}Rn dans le détecteur, au cours du temps; les flèches bleues délimitent la phase 1 d'acquisition, caractérisée par un taux élevé de radon; les zones grisées matérialisent les périodes d'acquisition non prises en compte pour l'analyse finale : runs de calibration, défaut de haute-tension, panne de l'usine anti-radon...

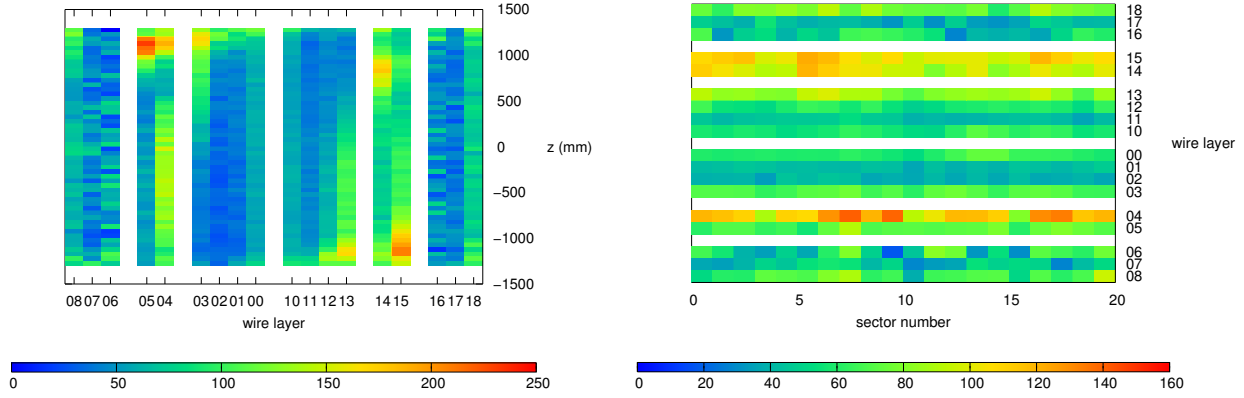


FIG. 5.10: Activité moyenne du ^{222}Rn par unité de surface dans le détecteur NEMO3 pendant la phase 1 (en mBq·m⁻²); à gauche : en fonction de l'altitude et du plan de fils [Fig. 3.7], moyennée sur tous les secteurs; à droite : en fonction du plan de fils [Fig. 3.7] et du numéro de secteur [Fig. 3.5], moyennée en Z

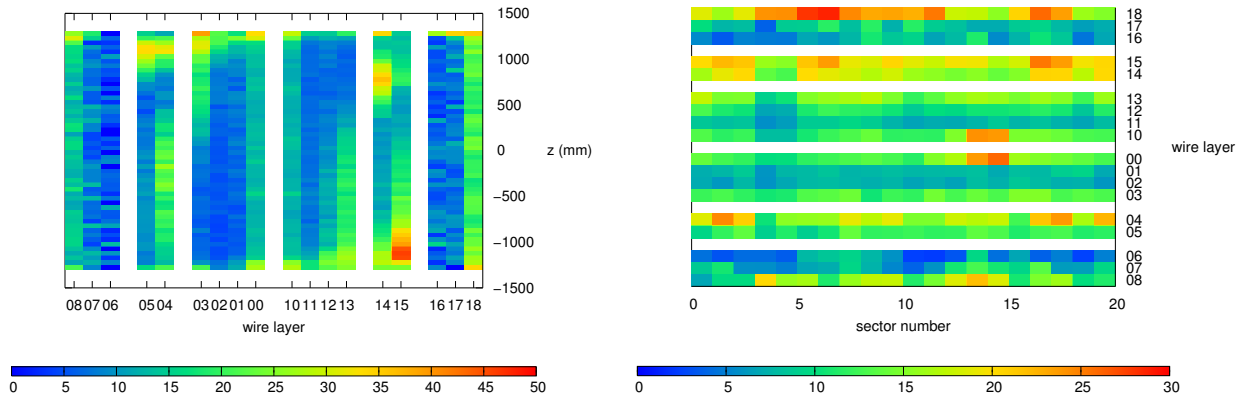


FIG. 5.11: Activité moyenne du ^{222}Rn par unité de surface dans le détecteur NEMO3 pendant la phase 2 (en mBq·m⁻²); à gauche : en fonction de l'altitude et du plan de fils [Fig. 3.7], moyennée sur tous les secteurs; à droite : en fonction du plan de fils [Fig. 3.7] et du numéro de secteur [Fig. 3.5], moyennée en Z

2.2.1 Rayonnement γ provenant du laboratoire

Les rayonnements γ externes peuvent produire des événements à deux électrons. Ils constituent donc une source de bruit de fond pour la double désintégration bêta. Or, les murs du laboratoire contiennent de la radioactivité naturelle. Celle-ci est à l'origine de l'émission de rayonnements dont la mesure du spectre en énergie a été menée grâce à un détecteur NaI [74]. Les résultats de ces mesures sont synthétisés dans le tableau 5.3.

isotope	energie γ (keV)	flux ($\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)
^{40}K	1461	0.1
^{208}Tl	2615	0.04
^{214}Bi	1764	0.04
	1600	0.026
	1300	0.041
	1120	0.046
	609	0.109
total		0.411

TAB. 5.3: Isotopes émetteurs γ issus de l'activité naturelle au LSM

L'intérêt du blindage γ est justifié par ce tableau. En effet, les 20 cm de fer pur qui entourent le détecteur permettent de réduire de deux à trois ordres de grandeur le flux de γ d'énergie inférieure à 3 MeV.

Au-delà de cette énergie, les γ sont essentiellement produits par capture radiative des neutrons et interaction Bremsstrahlung des muons cosmiques dans la matière. Leur flux est de l'ordre de $(3.2 \pm 0.9) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$.

2.2.2 Neutrons

Malgré un blindage adapté (eau borée et bois), les neutrons peuvent également contribuer au bruit de fond externe à cause d'émissions γ résultantes d'une capture neutronique. Des traces d'uranium dans les roches sont à l'origine de réactions de fission spontanées (α , n). La contribution des neutrons au bruit de fond est toutefois négligeable car ils ne contribuent qu'à hauteur de 0.03 % au bruit de fond total, en-dessous de 4 MeV.

2.2.3 Modèle de bruit de fond externe dans le détecteur NEMO3

La principale source de bruit de fond externe provient de la radioactivité naturelle des composants du détecteur. En particulier, les contaminations des photomultiplicateurs en ^{226}Ra , ^{226}Ra et ^{40}K ont été mesurées à l'aide de détecteurs HPGe et représentent la moitié du bruit de fond externe total. Des échantillons de chaque composant de NEMO3 ont ainsi été mesurés. Le modèle de bruit de fond externe a été élaboré à partir de ces mesures et extrapolé

pour reproduire aux mieux les spectres construits à partir d'événements de différentes topologies, issus de la feuille de cuivre ultra-pure.

Composant de NEMO3	Activité (Bq)					
	^{40}K	^{214}Bi	^{208}Tl	^{60}Co	^{234m}Pa	^{210}Bi
Photomultiplicateur	1078 ± 32	324 ± 1	27.0 ± 0.6			
Scintillateur	21.5 ± 0.9				0.58 ± 0.04	9.6 ± 0.7
Blindage μ -metal des PM				14.6 ± 2.6		
Fer des pétales	100 ± 4	9.1 ± 1.0	3.1 ± 0.5	6.1 ± 1.8		
Cuivre des pétales				47.6 ± 7.8		
Tour intérieure				18.4 ± 0.8		
Blindage de fer		7360 ± 200	484 ± 24			

TAB. 5.4: Isotopes émetteurs γ issus de l'activité des composants de NEMO3, mesurées à l'aide d'un détecteur HPGe

Le tableau 5.4 présente les différentes contributions de bruit de fond qui permettent de reproduire au mieux les spectres des événements étudiés pour l'élaborer. C'est ce que montre la figure 5.12, obtenue pour la phase 1, présentant un taux élevé de radon, et le début de la phase 2, caractérisée par un taux faible de radon.

3 Validation du modèle de bruit de fond

Ce modèle de bruit de fond externe, superposé à la contamination interne des feuilles source [Sec. 1] et à un flux de $0.446 \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ de rayonnements γ de 1 MeV simulé à la surface externe du calorimètre, permet de convenablement reproduire les événements de topologie $2e^-$ provenant de la feuille de cuivre. C'est ce que montre la figure 5.13.

Ces résultats ont fait l'objet de la publication [75]. Ils sont utilisés pour calculer la contribution du bruit de fond aux événements de double désintégration bêta du ^{100}Mo vers l'état fondamental et vers les états excités du ^{100}Ru , dont l'étude fait l'objet du chapitre 6.

Comme rapporté dans la section 2.1 de ce chapitre, seul le radon [Sec. 2.1] contribue de façon significative au bruit de fond pour l'étude de la double désintégration bêta du ^{100}Mo vers les états excités du ^{100}Ru . L'incertitude sur son activité est prise en compte dans le calcul des erreurs systématiques.

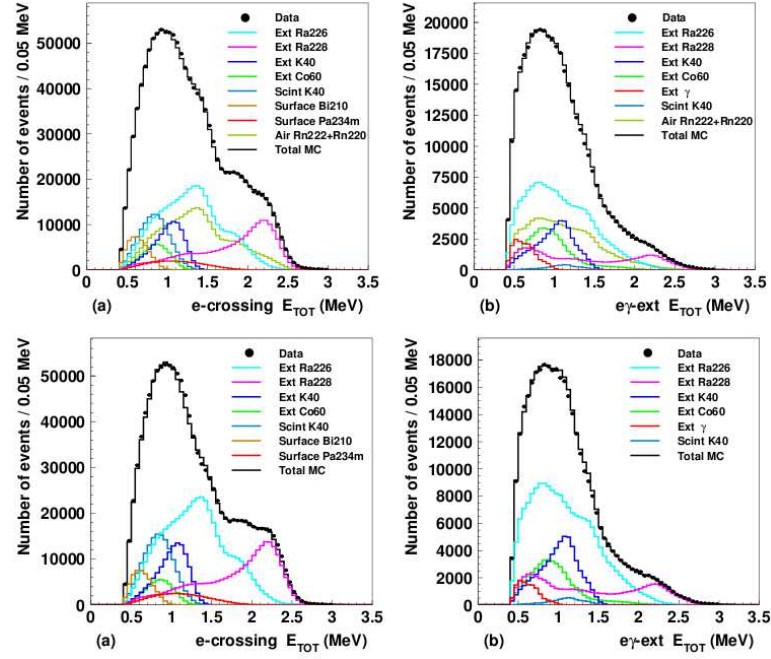


FIG. 5.12: Résultats de l'ajustement du modèle de bruit de fond externe à l'énergie totale des événements de topologie *électron traversant* et à l'énergie totale des événements de topologie *électron + γ externe*; en haut : phase 1; en bas : phase 2

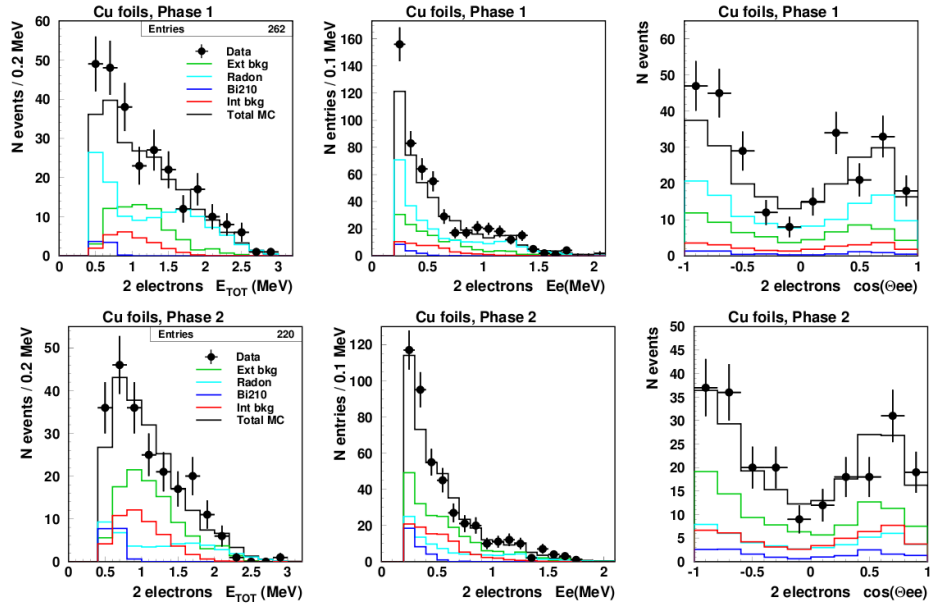


FIG. 5.13: Comparaison du modèle de bruit de fond à différentes observables d'événements de topologie $2e^-$ provenant de la feuille de cuivre : en haut : pour la phase 1; en bas : pour la phase 2; de gauche à droite : énergie totale, énergies individuelles des deux électrons, angle d'émission

Chapitre 6

Décroissances $\beta\beta$ du ^{100}Mo vers les états excités du ^{100}Ru

La double désintégration bêta sans émission de neutrino vers les états excités du noyau fils est un test particulièrement sensible à la fois à la masse du neutrino de Majorana et à la présence de courants droits dans l'interaction faible. De plus, la décroissance $\beta\beta 2\nu$ contraint fortement les modèles d'interactions spin-isospin, lesquelles entrent dans le calcul des éléments de matrice nucléaire $\beta\beta 0\nu$ [76].

Toutefois, l'étude des transitions $\beta\beta$ vers les états excités est un exercice rendu difficile par les plus faibles énergies mises en jeu dans les transitions. En effet, en première approximation, la probabilité de décroissance avec émission de deux neutrinos est proportionnelle à l'énergie disponible à la puissance 11 et la probabilité de décroissance sans émission de neutrinos, si échange de neutrinos de Majorana légers, est proportionnelle à cette même énergie prise à la puissance 5 [77].

Différents modèles théoriques et résultats expérimentaux d'étude de la double désintégration bêta du ^{100}Mo vers les états excités du ^{100}Ru sont présentés dans ce chapitre. La recherche de tels processus dans les données de NEMO3 fait l'objet de la section 3.

1 Demi-vie attendue et principales sources de bruit de fond

1.1 Prédictions théoriques

1.1.1 Motivations

Les demi-vies des processus de $\beta\beta 2\nu$ vers les états excités 0_1^+ et 2_1^+ du ^{100}Ru [Fig. 6.20] ont été calculées à l'aide de différents modèles théoriques. Les résultats de ces calculs ont mené à des différences allant jusqu'à quelques ordres de grandeur [Tab. 6.1]. Aussi, les écarts constatés entre ces modèles théoriques motivent l'étude expérimentale de la $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers les états excités du ^{100}Ru .

De plus, les éléments de la matrice QRPA, couramment utilisée pour les calculs théoriques, dépendent du paramètre d'interaction entre les particules g_{pp} . Or, ce paramètre varie fortement selon que la transition ait lieu vers l'état fondamental ou un état excité du noyau fils. Différents

Modèle théorique	$T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}$ calculé (années)	
	$0^+ \rightarrow 0_1^+$	$0^+ \rightarrow 2_1^+$
single particle basis (sp)	1.6×10^{22}	2.3×10^{23}
Wood-Saxon basis (WS)	1.8×10^{20}	2.1×10^{21}
gap WS basis (GWS)	1.7×10^{20}	2.1×10^{21}
SU(3) basis	4.2×10^{20}	2.5×10^{25}
pseudo-SU(3) basis	1.6×10^{21}	5.5×10^{25}
sQRPA	2.1×10^{21}	3.4×10^{22}
single state dominance hypothesis (SSD)	4.4×10^{20}	1.7×10^{23}

TAB. 6.1: Calcul de demi-vies des décroissances $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers les deux premiers états excités du ^{100}Ru pour différents modèles théoriques [78, 79, 80, 81]

aspects du calcul sont donc ainsi étudiés, de sorte à mieux contraindre les modèles.

1.1.2 Décroissance $\beta\beta$ du ^{100}Mo ($0^+ \rightarrow 2_1^+$)

Comme le montre le tableau 6.1, la transition $0^+ \rightarrow 2_1^+$ est prédite particulièrement défavorable. Ceci se justifie à partir de l'équation 2.2 par deux éléments [82] :

- l'intégrale d'espace de phase des décroissances $\beta\beta 2\nu$ est plus favorable à la transition $0^+ \rightarrow 0_1^+$ qu'à la transition $0^+ \rightarrow 2_1^+$,
- l'élément de matrice nucléaire $M^{2\nu}(2_1^+)$ est plus petit dans le cas de la transition $0^+ \rightarrow 2_1^+$ que pour la transition $0^+ \rightarrow 0_1^+$.

De plus, d'un point de vue expérimental, la désexcitation du ^{100}Ru depuis l'état 2_1^+ ne s'accompagne de l'émission que d'un rayonnement γ de 590 keV [Fig. 6.20]. Cette multiplicité plus faible défavorise la sélection d'événements $0^+ \rightarrow 2_1^+$ vis-à-vis des bruits de fond.

Aussi, la double désintégration bêta du ^{100}Mo ($0^+ \rightarrow 2_1^+$) ne fera pas l'objet d'une étude spécifique ici.

1.2 Précédents résultats expérimentaux

La première mesure de double désintégration bêta avec émission de deux neutrinos du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru a été menée en 1995. L'étude portait sur l'observation des décroissances γ d'un échantillon de 956 g de poudre de molybdène enrichie à 98.5 % en ^{100}Mo . Le système de détection, un Germanium ultra-pur à géométrie *Marinelli*, était placé au laboratoire souterrain de la mine de Soudan, à 2090 mwe et visait à détecter les rayonnements γ de 590.8 et 539.5 keV issus de la cascade de désexcitation $0^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0^+$ du ^{100}Ru [Fig. 6.20]. Le spectre obtenu après 415 jours de prise de données est présenté sur la figure 6.1 [83]. Il a permis la mesure de la demi-vie du processus de $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état 0_1^+ du ^{100}Ru :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu} (^{100}\text{Mo}, 0_1^+) = 6.1_{-1.1}^{+1.8} \times 10^{20} \text{ ans} \quad (68\% \text{C.L.}) \quad (6.1)$$

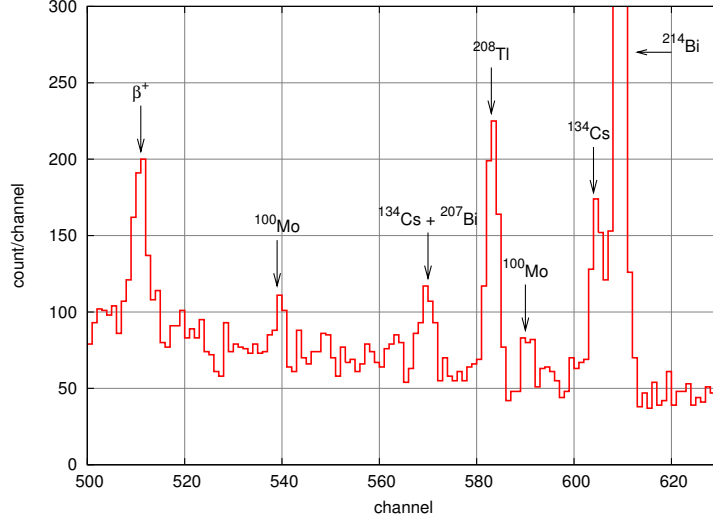


FIG. 6.1: Agrandissement de la région d'intérêt du spectre en énergie des rayonnements γ , après 415 jours de prise de données [83]

D'autres expériences ont été menées dans les mêmes années, utilisant également la spectrométrie γ . Les résultats obtenus sont synthétisés dans le tableau 6.2.

$T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(^{100}\text{Mo}, 0_1^+)$ (années)	ref.	année	exposition (kg·h)
$> 0.8 \times 10^{20}$	[84]	1992	381
$> 1.2 \times 10^{21}$	[85]	1992	2284
$(6.1^{+1.8}_{-1.1}) \times 10^{20}$	[83]	1995	9532
$(9.3^{+2.8}_{-1.7}(\text{stat}) \pm 0.6(\text{syst})) \times 10^{20}$	[86]	1999	6804
$(5.9^{+1.7}_{-1.1}(\text{stat}) \pm 0.6(\text{syst})) \times 10^{20}$	[87]	2001	11088

TAB. 6.2: Mesures de demi-vies des décroissances $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru

La moyenne pondérée des résultats positifs obtenus mène à une demi-vie du processus de $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état 0_1^+ du ^{100}Ru de :

$$T_{1/2 \text{ mean}}^{\beta\beta 2\nu}(^{100}\text{Mo}, 0_1^+) = (6.8 \pm 1.2) \times 10^{20} \text{ ans} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (6.2)$$

A ces résultats, il convient d'ajouter celui obtenu par la collaboration NEMO, en 2007 [88], après analyse de la phase 1, correspondant à 8024 heures (55 478 kg·h) de prise de données :

$$T_{1/2(\text{NEMO3, phase1})}^{\beta\beta 2\nu}(^{100}\text{Mo}, 0_1^+) = (5.7^{+1.3}_{-0.9}(\text{stat}) \pm 0.8(\text{syst})) \times 10^{20} \text{ ans} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (6.3)$$

L'analyse de la totalité des données de NEMO3 doit permettre d'améliorer la précision de cette mesure. C'est là l'objectif du travail décrit dans la suite de ce chapitre.

2 Simulation et sélection des évènements pour l'exploitation des données de NEMO3

La prise de données complète de l'expérience NEMO3 a permis de détecter 1.15×10^9 évènements en 4.90 années. Pour sélectionner efficacement les évènements d'intérêt et rejeter au mieux ceux de bruit de fond, il convient de définir avec soin des critères de sélection. C'est là l'objet de cette section.

2.1 Principales sources de bruit de fond de la double désintégration bêta du ^{100}Mo vers l'état 0_1^+ du ^{100}Ru

Parmi les bruits de fond décrits dans le chapitre 5, seuls la contamination interne des feuilles en ^{208}Tl et ^{214}Bi , et le ^{222}Rn présent dans la chambre à fils contribuent de manière significative pour l'étude de la double désintégration bêta du ^{100}Mo vers l'état 0_1^+ du ^{100}Ru .

Or, comme il est montré par les tableaux 5.1 et 5.2, les activités des contaminations internes des feuilles sont inférieures ou égales à $0.1 \text{ mBq}\cdot\text{kg}^{-1}$ et l'activité moyenne du ^{222}Rn dans la chambre à fils est de [Chap. 5, Sec. 2.1] :

- $A(^{222}\text{Rn}, \text{phase 1}) \sim 37.7 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-3}$ pendant la phase 1 de prise de données,
- $A(^{222}\text{Rn}, \text{phase 2}) \sim 6.46 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-3}$ pendant la phase 2.

A ces sources de bruit de fond, il faut ajouter la double désintégration bêta avec émission de deux neutrinos du ^{100}Mo vers l'état fondamental du ^{100}Ru , dont la durée de vie est mesurée égale à [Eq. 4.6] :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(^{100}\text{Mo}, gs) = (7.11 \pm 0.02_{(stat)} \pm 0.54_{(syst)}) \times 10^{18} \text{ années}$$

Pour chacune de ces contributions au bruit de fond, le nombre d'évènements simulés est résumé dans le tableau 6.3.

Isotope	Type d'évènement	Nombre généré
^{100}Mo	$\beta\beta 2\nu \text{ gs} \rightarrow \text{gs}$	5×10^7
^{208}Tl	contamination interne (feuilles)	5×10^6
^{214}Bi	contamination interne (feuilles)	5×10^6
^{214}Bi	^{222}Rn déposé sur les fils de la chambre	1×10^9

TAB. 6.3: Statistiques utilisées pour la simulation des évènements de bruit de fond

A ces simulations s'ajoutent celles relatives au signal recherché, dont le tableau 6.4 résume les caractéristiques :

- la $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru ,
- la $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru .

Isotope	Type d'évènement	Nombre générés
^{100}Mo	$\beta\beta 2\nu \ 0^+ \rightarrow 0_1^+$	2×10^6
^{100}Mo	$\beta\beta 0\nu \ 0^+ \rightarrow 0_1^+$	1×10^6

TAB. 6.4: Statistiques utilisées pour la simulation des évènements des signaux recherchés

L'analyse de ces simulations est décrite dans la section 2.2 de ce chapitre.

2.2 Sélection des évènements

2.2.1 Détection des γ de désexcitation

Le comportement des γ de désexcitation du ^{100}Ru peut être estimé par simulation. Cette étude vise à mesurer l'efficacité de détection de γ émis de manière uniforme des feuilles source. Celle-ci est estimée à [89] :

- $50.7 \pm 0.5 \%$ pour des γ de 540 keV
- $49.8 \pm 0.5 \%$ pour des γ de 590 keV

De plus, les scintillateurs plastiques possédant un Z faible, ils ont pour effet de favoriser la diffusion Compton des γ . L'énergie mesurée ne permet donc pas de construire une raie mono-énergétique mais a plutôt la forme d'un spectre Compton. Par ailleurs, cela induit qu'un γ peut interagir et déposer de l'énergie dans plusieurs scintillateurs [Tab. 6.5].

Nombre de γ	1	2	3	≥ 4
proportion (%)	50.3	36.3	11.4	2.0

TAB. 6.5: Proportion de γ ayant interagi dans 1,2,3, ou plus scintillateurs

2.2.2 Sélection topologique

Les premiers critères de sélection pouvant être appliqués aux évènements sont d'ordre topologique. Il s'agit de sélectionner les évènements présentant deux traces compatibles avec celles de deux électrons ayant un vertex commun sur une feuille de ^{100}Mo , auxquels s'ajoutent au moins deux scintillateurs touchés n'ayant pas de trace associée, qui pourront être interprétés comme des γ .

Pour expliciter cette première étape, il convient de rappeler que l'expérience NEMO3 est soumise à un champ magnétique [Chap. 3, Sec. 3.3] permettant de courber la trajectoire des

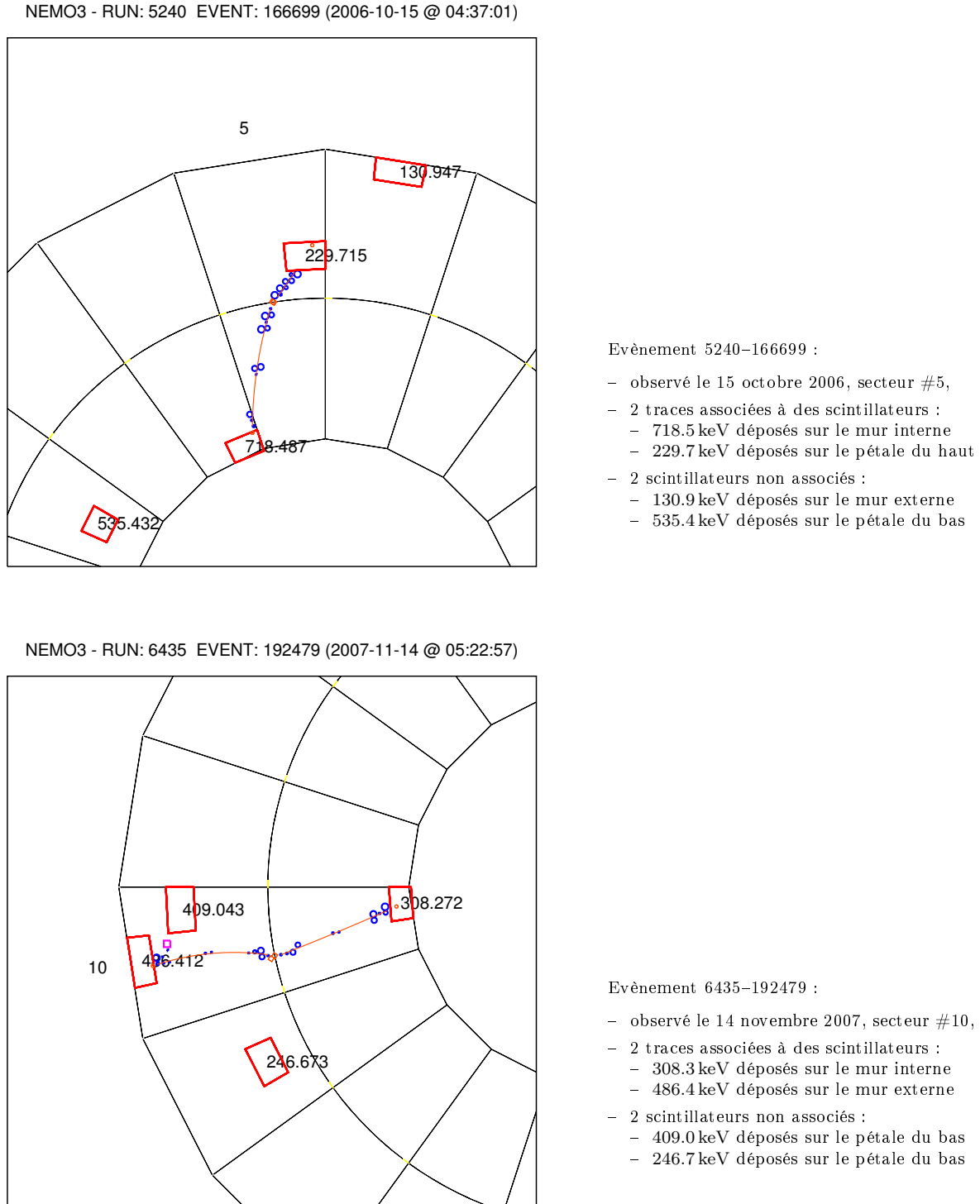


FIG. 6.2: Exemples d'évènements candidats à la double désintégration bêta du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru (vus du dessus)

particules chargées. Cette première sélection revient donc à sélectionner deux traces de courbures négatives dont les reconstructions des deux vertex par extrapolation sont concordants avec une précision de 4 cm et sont localisés sur une feuille de ^{100}Mo . De plus, afin de mesurer l'énergie de ces deux électrons, les deux traces doivent être associées à des scintillateurs distincts et présentant une mesure de l'énergie fiable [Chap. 4, Sec. 1.1].

La figure 6.2 présente deux exemples de tels événements. Des critères énergétiques et en temps de vol sont ensuite définis, à partir de l'échantillon formé, pour affiner la sélection. Leur étude fait l'objet des sections 2.2.3 à 2.2.5.

2.2.3 Analyse et sélection en temps de vol

Les mesures de temps de vol (ToF) permettent de distinguer les événements internes, c'est-à-dire issus de la feuille source, des événements externes, comme la présence de radon dans la chambre à fils. Cette analyse repose sur la comparaison entre la différence de temps de vol mesurée et la différence de temps de vol attendue, dans une hypothèse donnée, comme l'illustre la figure 6.3.

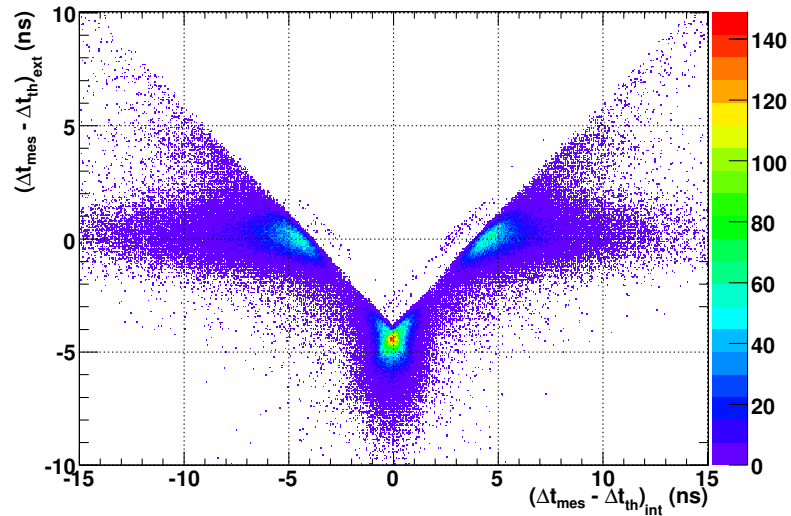


FIG. 6.3: Distribution des différences de temps en fonction des hypothèses choisies (interne / externe) dans le canal à deux électrons, issu du ^{100}Mo [90]

Cette représentation est souvent appelée "nemo bird", à cause de sa forme caractéristique. Les événements qualifiés d'internes sont préférentiellement reconstruits au centre de la figure (la tête de l'oiseau), alors que les événements d'origine externe peuplent les ailes du volatile. Ces derniers ont pour origine le bruit de fond externe, dont une des principales contributions est la présence de radon dans la chambre à fils. En effet, celui-ci a pour filiation le ^{208}Tl [Fig. 5.4], dont la désintégration β^- peut provoquer des événements à deux électrons par des processus tels que ceux décrits par la figure 5.2, à la surface des fils ou des scintillateurs.

La variable de distinction se définit par [90] :

$$\chi_{hyp}^2 = \frac{(\Delta t_{mes} - \Delta t_{th})_{hyp}^2}{\sigma_{mes}^2 + \sigma_{th}^2} \quad (6.4)$$

où, dans l'hypothèse *hyp* choisie, $\Delta t_{mes,th}$ sont les différences de temps mesurée et théorique entre les deux particules et $\sigma_{mes,th}$ les erreurs expérimentale et théorique. σ_{mes} est dominée par la résolution en temps des photomultiplicateurs, dont la moyenne du détecteur est de 250 ps pour des électrons de 1 MeV. σ_{th} tient compte, en plus, de l'incertitude sur la longueur de la trace reconstruite des électrons. Son expression est donnée par l'équation 6.6.

Les temps théoriques des particules sont déterminés par la cinématique. Par exemple, le temps de vol théorique d'un électron d'énergie cinétique E_c ayant une trajectoire de longueur l_e est :

$$t_{th}^e = \frac{l_e}{\beta_e c} \quad \text{avec} \quad \beta_e = \frac{\sqrt{E_c(E_c + 2m_e c^2)}}{E_c + m_e c^2} \quad (6.5)$$

L'erreur associée s'en déduit :

$$(\sigma_{th}^e)^2 = \left(\frac{t_{th}^e (m_e c^2)^2}{E_c (E_c + m_e c^2) (E_c + 2m_e c^2)} \right)^2 \sigma_E^2 + \left(\frac{1}{\beta_e c} \right)^2 \sigma_l^2 \quad (6.6)$$

A partir de ces expressions, les probabilités que deux électrons soient issus de la source (hypothèse interne) ou non (hypothèse externe) sont calculées. Des mesures similaires peuvent être menées pour chacun des γ . Dans ce cas, le γ est considéré émis du vertex reconstruit des deux électrons.

Un évènement candidat de double désintégration bêta vers les états excités du ^{100}Ru doit présenter :

- deux électrons vérifiant une probabilité interne supérieure à 0.01 et une probabilité externe inférieure à 0.001,
- au moins deux γ d'énergie supérieure à 100 keV vérifiant une probabilité interne supérieure à 0.01 et une probabilité externe inférieure à 0.01.

Le choix de ces critères est illustré par la figure 6.4, sur laquelle est représentée la probabilité externe en fonction de la probabilité interne pour les principaux bruits de fond constatés dans ce canal d'analyse et le signal d'intérêt.

2.2.4 Sélection préliminaire en énergie

Les spectres en énergie des bruits de fond attendus et du signal d'intérêt suggèrent des sélections tant sur les énergies des électrons que sur celle des γ , pris individuellement ou collectivement.

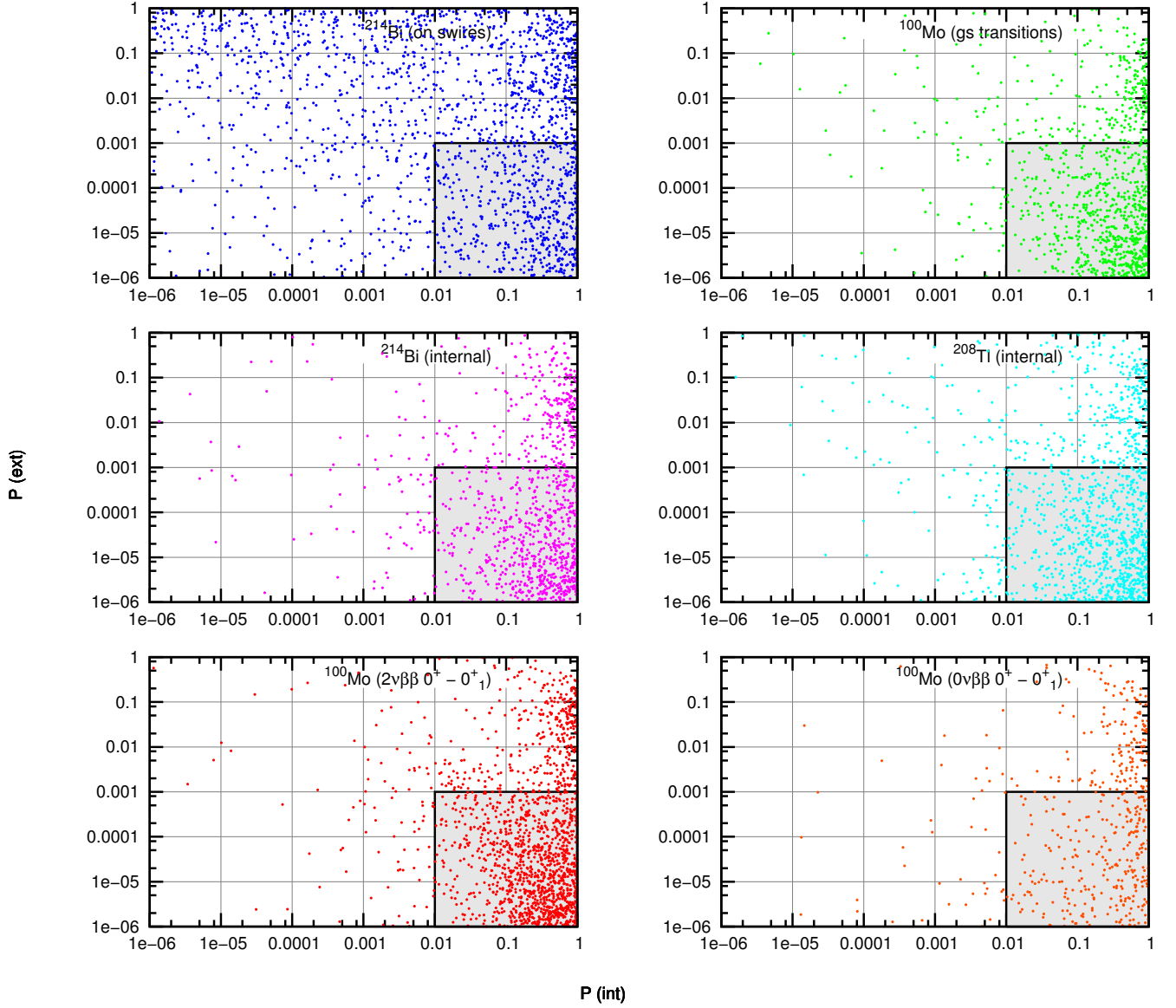


FIG. 6.4: Sélection des évènements sur le critère de différence de temps de vol entre les deux électrons; en bleu : ^{222}Rn sur les fils, en vert : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état fondamental, en violet : contamination interne en ^{214}Bi , en cyan : contamination interne en ^{208}Tl , en rouge : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ , en orange : $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ . La région vérifiant les critères de sélection apparaît en surbrillance

Dans cette section, seules des sélections préliminaires sur les énergies absolues sont décrits. Celles-ci visent à préserver à la fois les signaux issus des décroissances $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru :

- l'énergie minimale d'un seul électron est fixée à 200 keV,
- la somme des énergies des deux électrons est bornée entre 500 keV et 2000 keV [Fig. 6.5],
- le dépôt d'énergie dans chaque scintillateur non associé doit être compris entre 100 et 600 keV, énergie maximale des γ émis lors d'une double désintégration bêta du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ ,
- enfin, la somme des énergies des γ est bornée entre 600 keV et 1200 keV [Fig. 6.6].

Les figures 6.5 et 6.6 permettent d'illustrer deux de ces critères.

Des critères conditionnels ont également été appliqués et font l'objet de la section 2.2.5.

2.2.5 Sélection conditionnelle en énergie

Afin de maximiser le rapport signal / bruit, une sélection plus fine sur les énergies des électrons et des γ est appliquée. Celle-ci consiste à tracer la significativité statistique N_σ , définie par l'équation 6.7, en fonction des énergies des électrons et des γ , dans une hypothèse donnée de signal S et de bruit de fond B . Seules les régions pour lesquelles la significativité statistique N_σ est supérieure à un seuil arbitrairement fixé sont ensuite sélectionnées :

$$N_\sigma = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (6.7)$$

Les figures 6.7 et 6.8, respectivement obtenues pour les phases 1 et 2 de prise de données, présentent la significativité statistique en fonction des énergies des électrons et des γ dans l'hypothèse de $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu} (^{100}\text{Mo}, 0_1^+) = 6 \times 10^{20}$ années, et en considérant les bruits de fond décrits ci-avant.

Aussi, les régions pour lesquelles la significativité statistique N_σ est inférieure à 2 sont rejetées, sauf fluctuation locale, venant ainsi compléter les sélections préliminaires en énergie définies dans la section précédente. Il en résulte que si l'énergie totale des électrons excède 1200 keV, les événements dont l'énergie totale des γ est inférieure à 800 keV sont exclus.

2.2.6 Conclusion

Le tableau 6.6 résume l'effet de ces sélections sur chacune des contributions attendues lors de l'analyse de la double désintégration bêta du ^{100}Mo ($0^+ \rightarrow 0_1^+$). Les sélections sont appliquées avec la logique "AND", de sorte que sont définies :

- sélection **0** : aucune sélection,
- sélection **1** : sélection topologique [Sec. 2.2.2],
- sélection **2** : **1** + sélection en temps de vol [Sec. 2.2.3],
- sélection **3** : **2** + sélection préliminaire en énergie [Sec. 2.2.4],
- sélection **4** : **3** + sélection conditionnelle en énergie [Sec. 2.2.5].

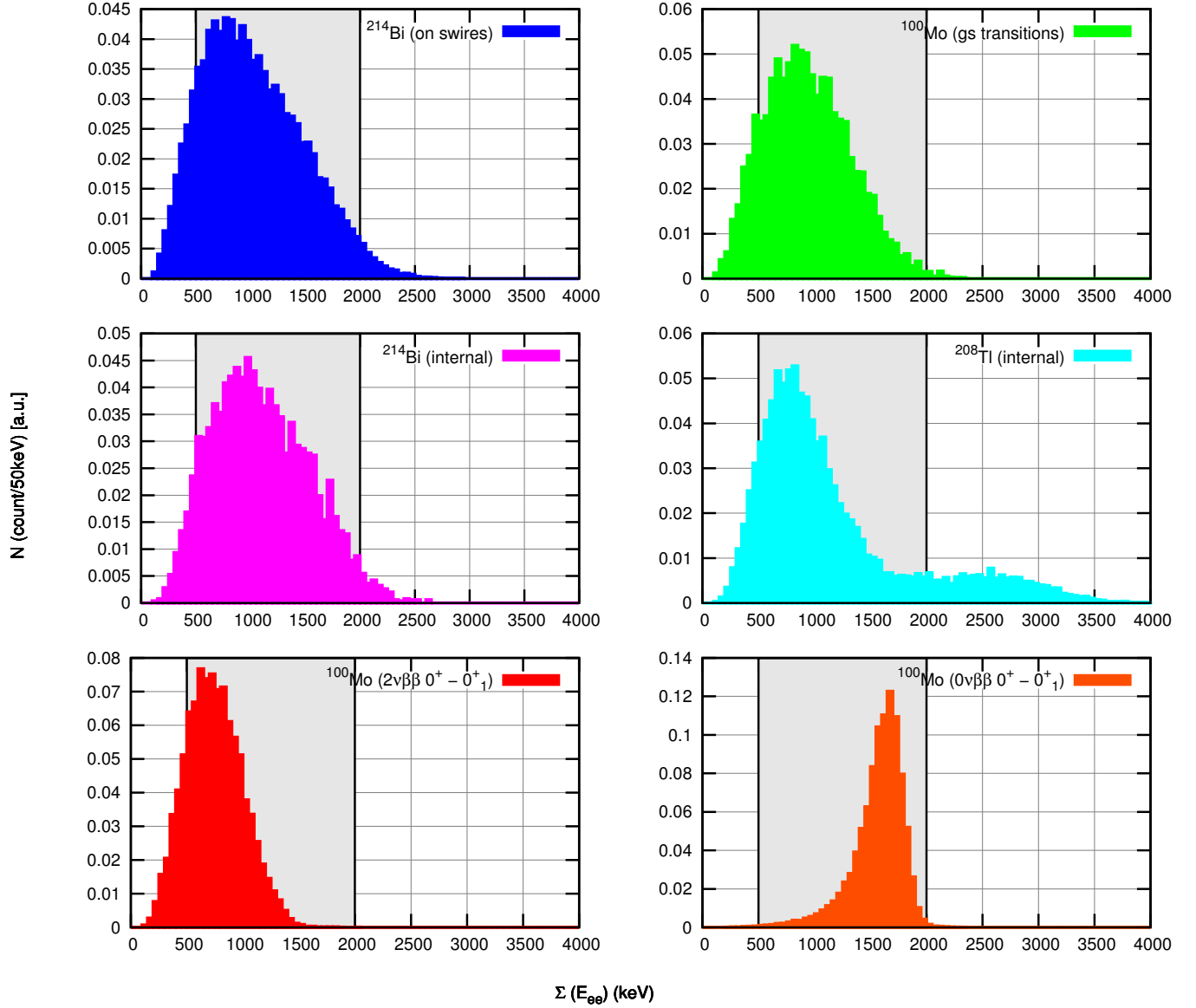


FIG. 6.5: Sélection des évènements sur le critère de la somme en énergie des deux électrons; en bleu : ^{222}Rn sur les fils, en vert : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état fondamental, en violet : contamination interne en ^{214}Bi , en cyan : contamination interne en ^{208}Tl , en rouge : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0^+_{11} , en orange : $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0^+_{11} . La région vérifiant les critères de sélection apparaît en surbrillance

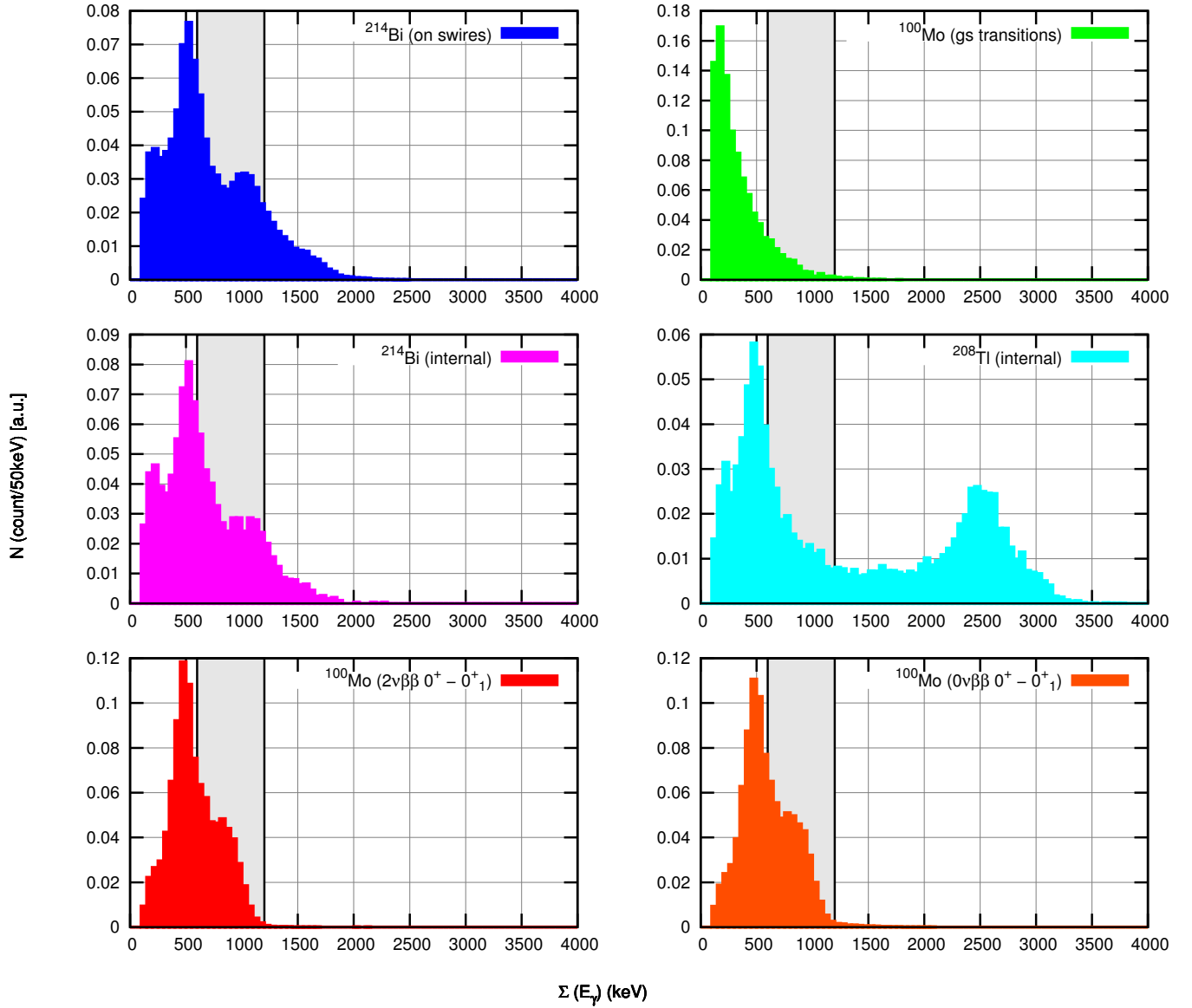


FIG. 6.6: Sélection des évènements sur le critère de la somme en énergie de tous les γ émis; en bleu : ^{222}Rn sur les fils, en vert : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état fondamental, en violet : contamination interne en ^{214}Bi , en cyan : contamination interne en ^{208}Tl , en rouge : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0^+_1 , en orange : $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0^+_1 . La région vérifiant les critères de sélection apparaît en surbrillance

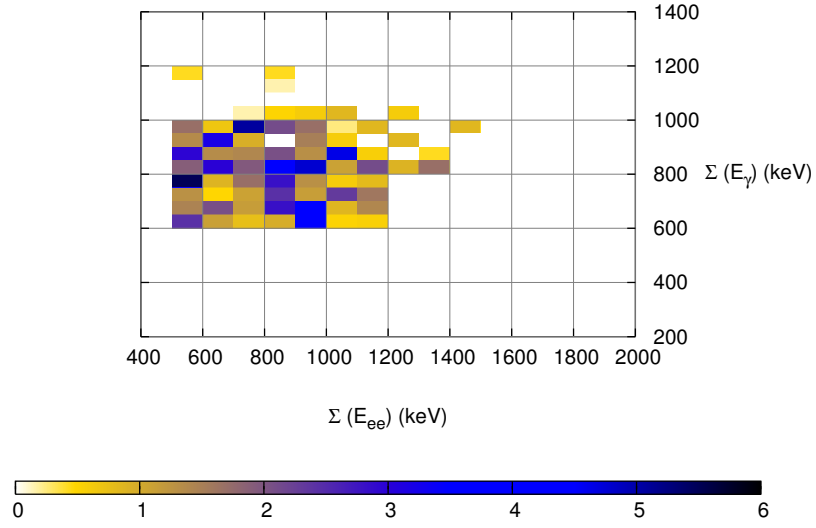


FIG. 6.7: Significativité statistique obtenue pour la phase 1 de prise de données en fonction des énergies des électrons et des γ

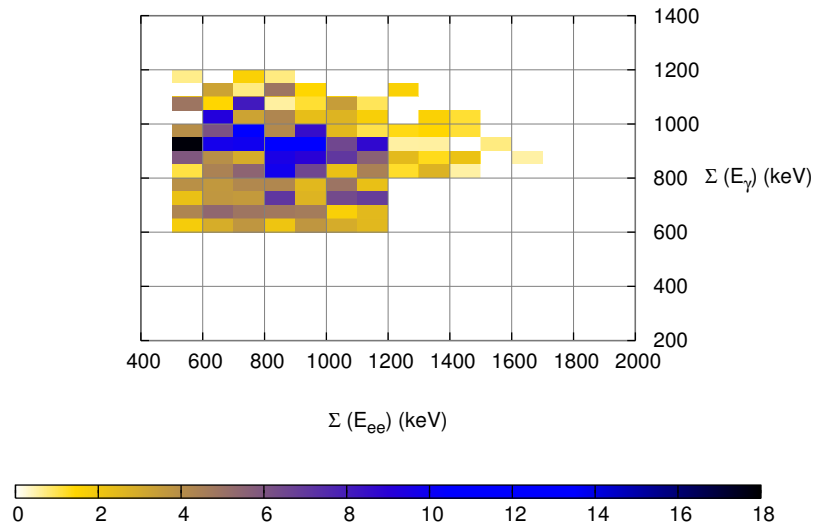


FIG. 6.8: Significativité statistique obtenue pour la phase 2 de prise de données en fonction des énergies des électrons et des γ

Sélection	0	1	2	3	4
^{222}Rn dans la chambre	1.	3.7×10^{-2}	1.3×10^{-4}	7.3×10^{-6}	9.7×10^{-8}
^{100}Mo (2ν) (gs)	1.	9.5×10^{-4}	3.2×10^{-4}	2.9×10^{-5}	4.0×10^{-7}
^{214}Bi interne	1.	6.9×10^{-2}	1.4×10^{-3}	3.2×10^{-4}	2.4×10^{-5}
^{208}Tl interne	1.	0.16	3.3×10^{-3}	3.9×10^{-4}	2.5×10^{-5}
^{100}Mo (2ν) ($0^+ \rightarrow 0_1^+$)	1.	0.15	1.5×10^{-2}	3.7×10^{-3}	6.7×10^{-4}
^{100}Mo (0ν) ($0^+ \rightarrow 0_1^+$)	1.	0.25	0.10	1.2×10^{-2}	1.8×10^{-3}

TAB. 6.6: Effets attendus des sélections sur les différentes sources de bruit de fond et les événements d'intérêt, estimés par simulation Monte-Carlo

Ces sélections ont pour effet de réduire les principales sources de bruit de fond d'un facteur allant jusqu'à 10^7 . Dans le même temps, l'efficacité de sélection des événements $\beta\beta$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru est de 6.7×10^4 , soit trois à quatre ordres de grandeur supérieure à ces bruits de fond.

3 Exploitation des données de NEMO3

3.1 Mesure du processus de $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru

3.1.1 Sélection des événements et bruit de fond attendu

Aux sélections définies dans la section 2.2, un critère supplémentaire appliqué à l'énergie totale de l'événement est ajouté afin de s'affranchir de toute contribution issue d'événements de double désintégration bêta sans émission de neutrino du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru . Ainsi, l'énergie totale de l'événement ne doit pas excéder 2200 keV.

Dans ces hypothèses, les nombres d'événements d'intérêt et de bruit de fond attendus peuvent être calculés, respectivement pour les phases 1 et 2. Les tableaux 6.7 et 6.8 résument ces calculs.

Conformément aux résultats présentés dans ces tableaux, la phase 1 de prise de données est supposée dévoiler 46.4 événements répondant aux critères de sélection décrits en section 2.2, contre 176.4 durant la phase 2. La section 3.1.2 présente l'extraction de ces valeurs, des données de NEMO3.

Type de bruit de fond	Hypothèse de bruit de fond	Nombre d'évènements attendus	
		phase 1	phase 2
^{222}Rn sur les fils	$A(^{222}\text{Rn})_{\text{phase1}} = 37.7 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-3}$ $A(^{222}\text{Rn})_{\text{phase2}} = 6.46 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-3}$	4.0	3.1
^{100}Mo (gs)	$T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(^{100}\text{Mo}, \text{gs}) = 7.11 \times 10^{18} \text{ années}$	1.4	9.6
contamination interne en ^{214}Bi	$A(^{214}\text{Bi}) = 0.1 \text{ mBq}\cdot\text{kg}^{-1}$	0.66	2.8
contamination interne en ^{208}Tl	$A(^{208}\text{Tl}) = 0.1 \text{ mBq}\cdot\text{kg}^{-1}$	0.69	2.8
Bruit de fond total		6.7	18.2

TAB. 6.7: Nombre d'évènements attendus dans les hypothèses de bruit de fond mesurées

Nombre d'évènements	phase 1	phase 2
S	39.7	158.2
B	6.7	18.2
$S + B$	46.4	176.4
N_σ	5.8	11.9

TAB. 6.8: Nombre d'évènements de signal (dans l'hypothèse de $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(0^+ \rightarrow 0_1^+) = 6 \times 10^{20} \text{ années}$) et de bruit de fond attendus et significativité statistique résultante

3.1.2 Ajustement statistique et mesure de $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}$

Le tableau 6.9 présente les temps d'exposition des deux phases de prise de données, leurs efficacités respectives à la détection de la double désintégration bêta avec émission de deux neutrinos du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru et les nombres d'évènements réellement observés. Ces derniers sont en accord avec les prédictions reportées dans le tableau 6.8, mais semblent présenter une demi-vie $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}$ légèrement inférieure à l'hypothèse de 6×10^{20} années, jusqu'ici retenue.

	phase 1	phase 2
Exposition (kg·h)	56608	240247
Efficacité $\epsilon^{\beta\beta 2\nu}(^{100}\text{Mo}, 0_1^+)$	$(6.7 \pm 0.1) \times 10^{-4}$	$(6.8 \pm 0.1) \times 10^{-4}$
Nombre observé	48	179

TAB. 6.9: Temps d'exposition, efficacité de détection $\epsilon^{\beta\beta 2\nu}$ et nombre d'évènements observés

Par suite, la demi-vie du processus de double désintégration bêta avec émission de deux neutrinos du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru est calculée pour les deux phases de prise de données en utilisant un algorithme d'ajustement par maximum de vraisemblance [91].

Les évènements réels sélectionnés sont placés dans un graphique bi-dimensionnel représentant l'énergie totale des γ en fonction de l'énergie totale des électrons [Fig. 6.9]. Les distributions de bruit de fond et de signal recherché sont ensuite tracées avec cette même représentation [Fig. 6.10].

L'ajustement par maximum de vraisemblance consiste à déterminer la contribution de signal qui, superposée au bruit de fond supposé connu, reproduit au mieux le spectre bi-dimensionnel observé. Or, pour une distribution ajustable donnée u , la probabilité de Poisson de mesurer y_i est donnée par la fonction [Eq. 6.8] :

$$P_i = \frac{u^{y_i} \times \exp(-u)}{y_i!} \quad (6.8)$$

Par suite, la probabilité totale de mesurer N valeurs de y_i est le produit des probabilités individuelles [Eq. 6.9] :

$$P = \prod_{i=1}^N P_i \quad (6.9)$$

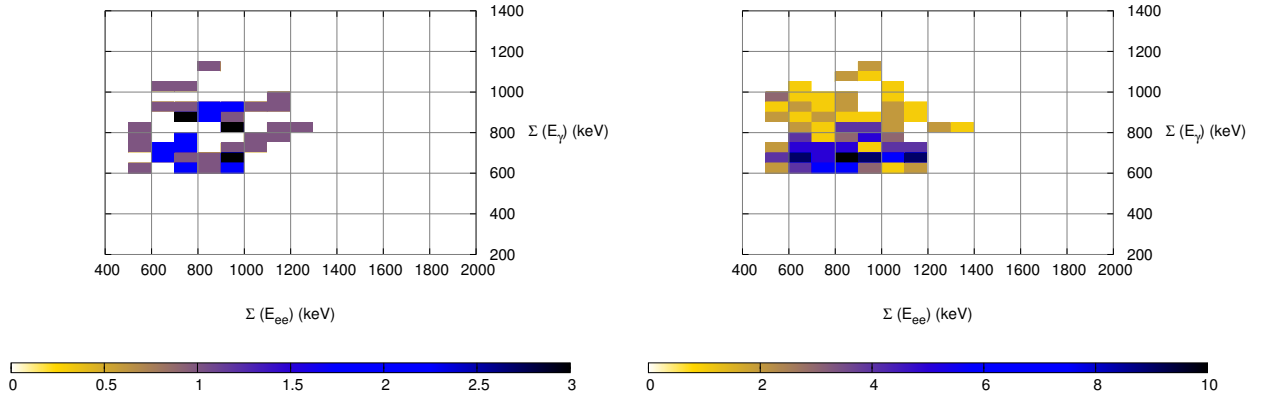


FIG. 6.9: Distribution des évènements sélectionnés en fonction des énergies des électrons et des γ ; à gauche : phase 1 ; à droite : phase 2

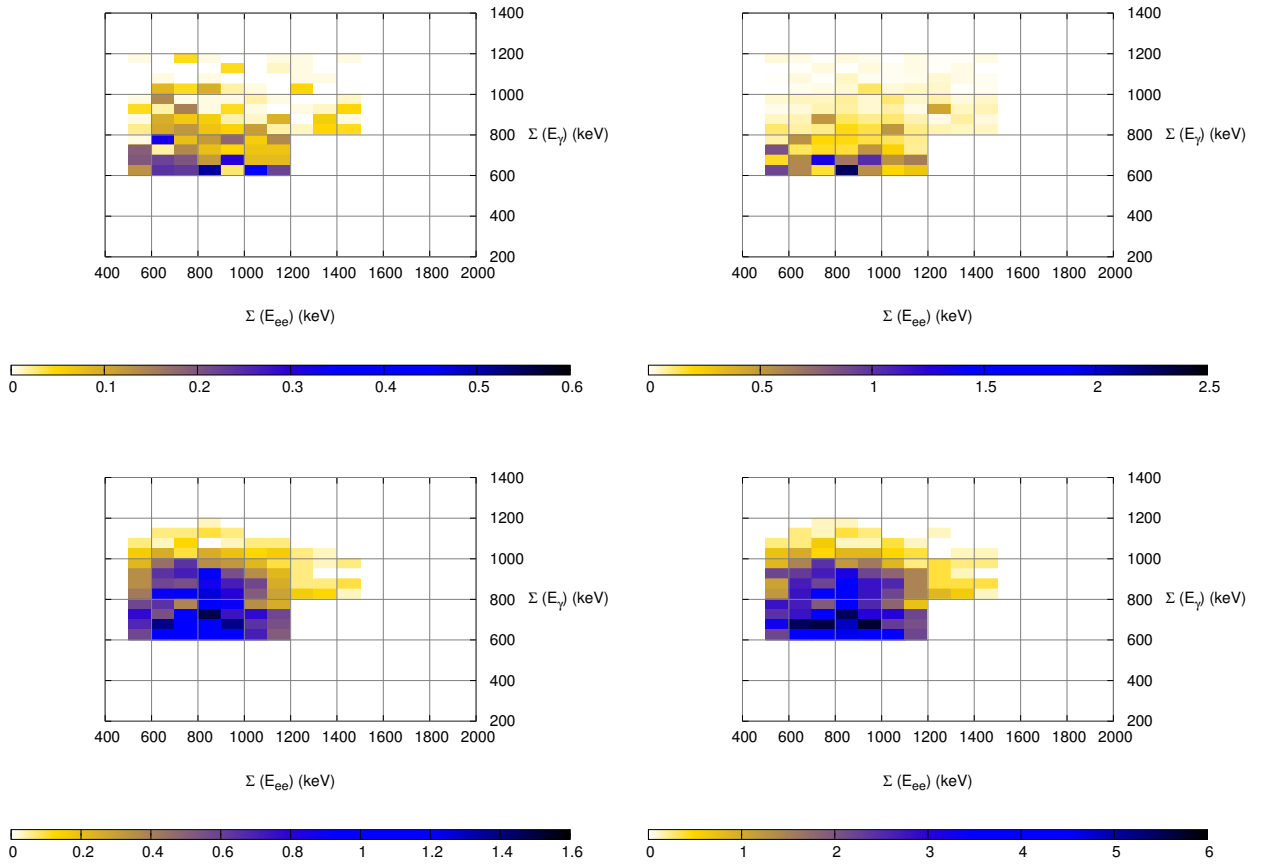


FIG. 6.10: Distribution des évènements simulés de bruit de fond (en haut) et de signal recherché (en bas) en fonction des énergies des électrons et des γ ; à gauche : phase 1 ; à droite : phase 2

Numériquement, maximiser la vraisemblance revient encore à minimiser la fonction *log-likelihood*, définie par l'équation 6.10 :

$$-\ln(P) = -\sum_{i=1}^N -u + y_i \times \ln(u) - y_i! \quad (6.10)$$

Les résultats de ces ajustements sont présentés sur la figure 6.11, respectivement pour les phases 1 et 2 de prise de données. Le maximum de vraisemblance est obtenu pour un comptage de 45.1 pour la phase 1 et 169.9 pour la phase 2.

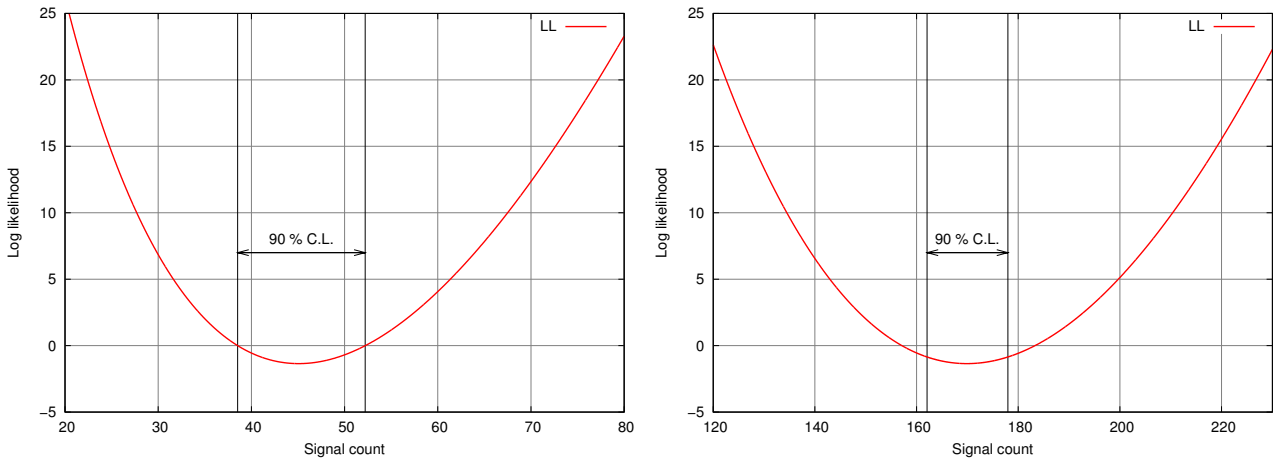


FIG. 6.11: Ajustement par maximisation de la vraisemblance appliqué aux distributions bi-dimensionnelles de l'énergie totale des γ en fonction de l'énergie totale des électrons ; à gauche : phase 1 ; à droite : phase 2

De plus, la méthode permet de mesurer l'intervalle de confiance associé à l'ajustement, par détermination des comptages à $LL_{max} - 0.5 \times S$ où LL_{max} est la valeur du comptage qui maximise la vraisemblance et S le nombre de déviations standards accepté. C'est ce qui mène à la mesure de la demi-vie du processus de double désintégration bêta avec émission de deux neutrinos du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru , à 90 % de niveau de confiance :

$$\begin{aligned} T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(^{100}\text{Mo}, 0_1^+)_{\text{phase1}} &= 5.80^{+1.08}_{-0.99} \times 10^{20} \text{ans} \quad (90\% \text{ C.L.}) \\ T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(^{100}\text{Mo}, 0_1^+)_{\text{phase2}} &= 5.75^{+0.51}_{-0.49} \times 10^{20} \text{ans} \quad (90\% \text{ C.L.}) \end{aligned} \quad (6.11)$$

Par ailleurs, afin de vérifier la pertinence de ces sélections, il convient de comparer les répartitions de différents paramètres construites à partir des simulations Monte-Carlo aux répartitions des mêmes paramètres, obtenues à partir des données réelles de l'expérience. C'est ce que montrent les figures 6.12 à 6.17 où sont respectivement tracées, pour les phase 1 et 2 de prise de données :

- l'énergie individuelle de chacun des électrons,

- l'énergie totale des deux électrons
- l'énergie individuelles des scintillateurs non associés
- l'énergie totale des scintillateurs non associés
- l'énergie totale de l'évènement,
- la distribution angulaire des deux électrons.

Sur ces spectres, se superposent les contributions de bruit de fond, conformes aux calculs présentés dans le tableau 6.7 et la contribution du signal $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ , ajustée aux demi-vies mesurées [Eq. 6.11] par maximisation de vraisemblance. Les données sont représentées avec des incertitudes individuelles suivant la loi normale.

3.1.3 Mesure de la qualité de l'ajustement

Comme le montrent les spectres 6.12 à 6.17, les données réelles semblent en bon accord avec les sélections appliquées aux évènements simulés. La qualité de cet ajustement peut toutefois être mesurée par le test d'hypothèse de Kolmogorov-Smirnov [92], qui consiste à mesurer la compatibilité de deux distributions en mesurant l'écart entre la fonction de répartition théorique et la fonction de répartition observée.

Ce test est appliqué simultanément aux distributions de la somme en énergie des γ [Fig. 6.15], somme en énergie des électrons [Fig. 6.13] et distribution angulaire de ces derniers [Fig. 6.17], supposées non corrélées. La fonction de répartition théorique est définie comme la somme des contributions de bruit de fond et de signal d'intérêt dans les proportions mesurées ci-avant.

Le résultat du test de Kolmogorov-Smirnov, appliqué aux données de la phase 1 et 2, révèle des probabilités de compatibilité des distributions respectivement de [Eq. 6.12] :

$$\begin{aligned} P_{\text{phase1}} &= 17 \% \\ P_{\text{phase2}} &= 70 \% \end{aligned} \tag{6.12}$$

Ces valeurs élevées reflètent la compatibilité des distributions réelles et simulées, obtenues pour chacune des deux phases de prise de données.

3.1.4 Sources d'erreurs systématiques

L'erreur systématique totale sur la demi-vie du processus de double désintégration bêta avec émission de deux neutrinos du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru doit tenir compte des contributions suivantes [88] :

- l'inefficacité de l'algorithme de reconstruction des traces d'électrons, qui engendre un défaut estimé inférieur à 5 %,
- l'erreur sur le calcul de l'efficacité de détection des γ simulés, estimée à 10 %,
- les incertitudes sur la calibration et le seuil en énergie, à l'origine d'erreurs respectivement estimées à 2 % et 3 %,
- l'inexactitude de la mesure de l'efficacité de détection, voisine de 4 %,

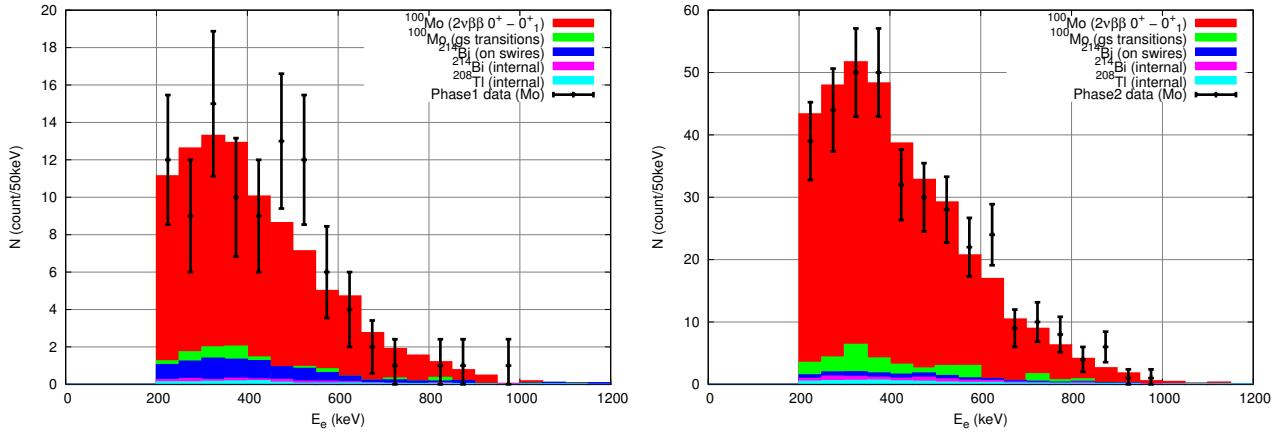


FIG. 6.12: Energie individuelle des électrons; à gauche : phase 1; à droite : phase 2; en rouge : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ , en vert : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état fondamental, en bleu : ^{222}Rn sur les fils, en violet : contamination interne en ^{214}Bi , en cyan : contamination interne en ^{208}Tl , en noir : données expérimentales

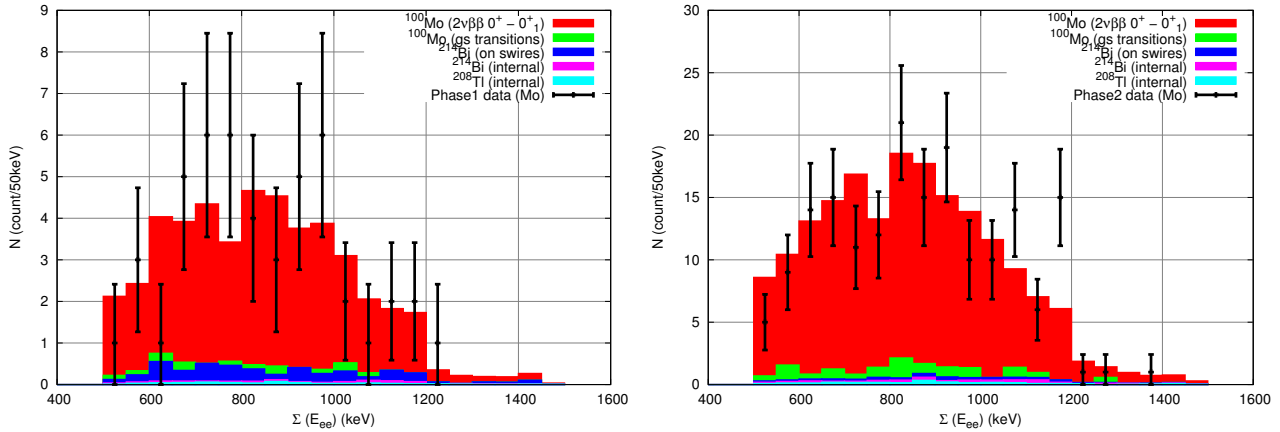


FIG. 6.13: Energie totale des deux électrons; à gauche : phase 1; à droite : phase 2; en rouge : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ , en vert : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état fondamental, en bleu : ^{222}Rn sur les fils, en violet : contamination interne en ^{214}Bi , en cyan : contamination interne en ^{208}Tl , en noir : données expérimentales

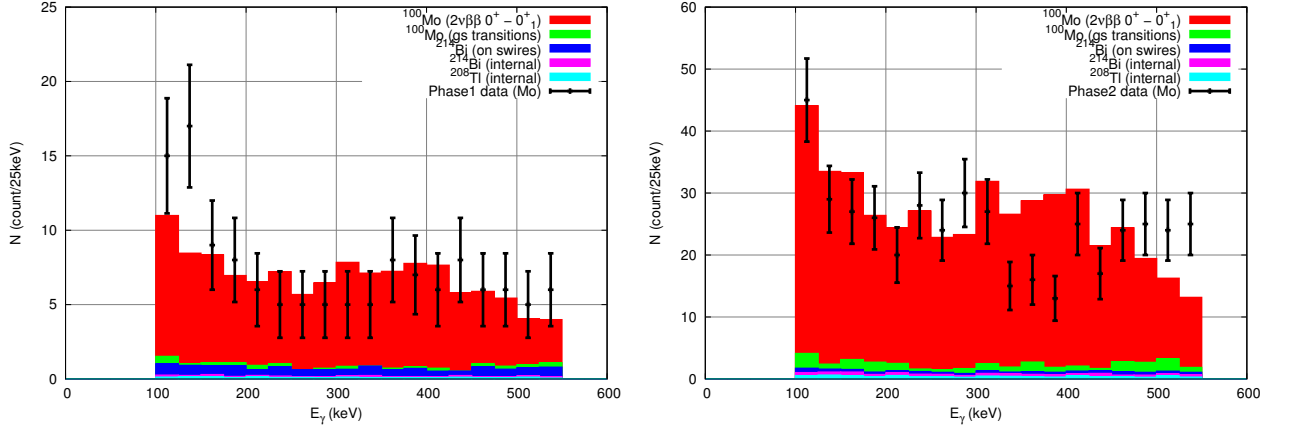


FIG. 6.14: Energie individuelles des scintillateurs non associés; à gauche : phase 1; à droite : phase 2; en rouge : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ , en vert : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état fondamental, en bleu : ^{222}Rn sur les fils, en violet : contamination interne en ^{214}Bi , en cyan : contamination interne en ^{208}Tl , en noir : données expérimentales

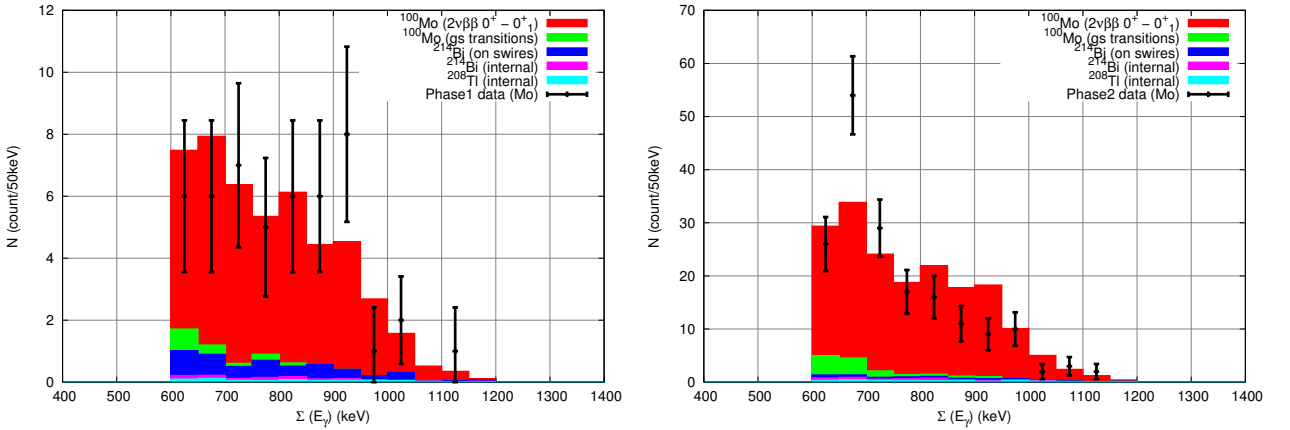


FIG. 6.15: Energie totale des scintillateurs non associés; à gauche : phase 1; à droite : phase 2; en rouge : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ , en vert : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état fondamental, en bleu : ^{222}Rn sur les fils, en violet : contamination interne en ^{214}Bi , en cyan : contamination interne en ^{208}Tl , en noir : données expérimentales

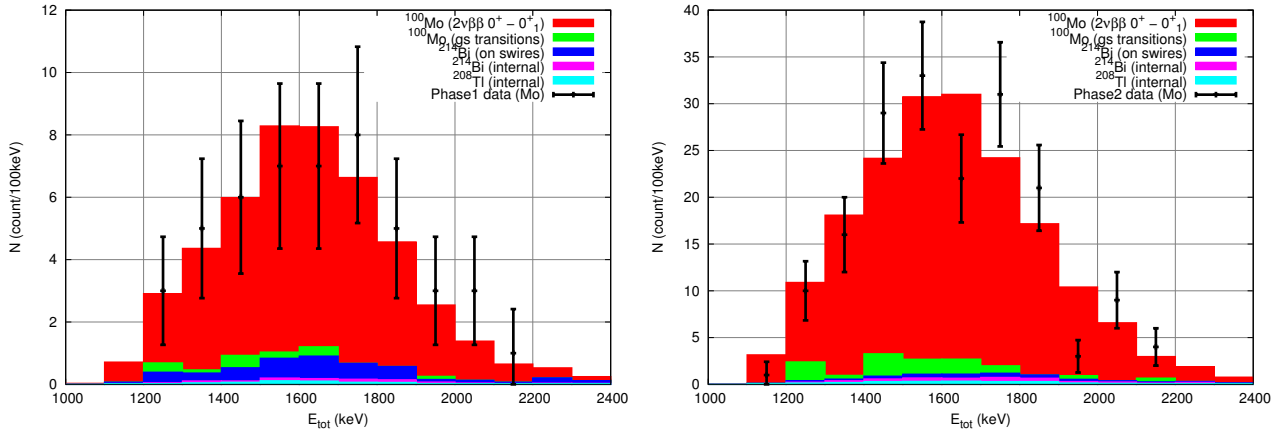


FIG. 6.16: Energie totale de l'évènement; à gauche : phase 1; à droite : phase 2; en rouge : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ , en vert : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état fondamental, en bleu : ^{222}Rn sur les fils, en violet : contamination interne en ^{214}Bi , en cyan : contamination interne en ^{208}Tl , en noir : données expérimentales

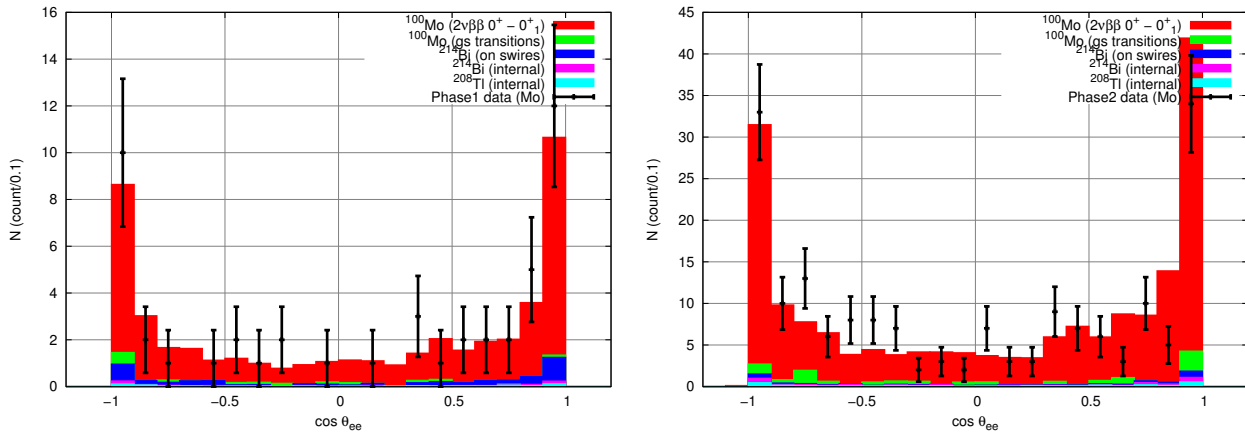


FIG. 6.17: Distribution angulaire des deux électrons; à gauche : phase 1; à droite : phase 2; en rouge : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ , en vert : $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers l'état fondamental, en bleu : ^{222}Rn sur les fils, en violet : contamination interne en ^{214}Bi , en cyan : contamination interne en ^{208}Tl , en noir : données expérimentales

- l’incertitude sur le taux de radon dans la chambre à fils, inhérente à la phase 1 et mesurée à 20 %, laquelle induit une incertitude voisine de 6 % sur la demi-vie. A noter que le taux de radon pendant la phase 2 et les autres sources de bruit de fond n’induisent pas d’erreur significative supplémentaire,
- l’incertitude liée au fait que les événements simulés aient une statistique finie, estimée à 3 %.

Les contributions des trois premières sources d’erreurs sont mesurées en introduisant des sources calibrées dans le détecteur. L’effet de l’efficacité de détection sur la mesure de la demi-vie est estimée en comparant les résultats obtenus respectivement avec les feuilles de ^{100}Mo métalliques et composites. Enfin, l’incertitude sur le taux de radon dans la chambre à fils est mesurée par détection des événements de type *BiPo* [Chap. 5].

Par suite, l’erreur systématique totale est obtenue par le calcul de la somme quadratique de ces sources d’erreur individuelles et vaut par conséquent 14.1 % pour la phase 1 et 12.8 % pour la phase 2.

3.1.5 Conclusion

L’incertitude systématique est ajoutée aux résultats de l’analyse des processus de double désintégration bêta avec émission de deux neutrinos du ^{100}Mo vers l’état excité 0_1^+ du ^{100}Ru , dont une mesure de la demi-vie est présentée par l’équation 6.11, pour chacune des deux phases d’acquisition de l’expérience.

Ces calculs mènent aux résultats suivants, à 90 % de niveau de confiance [Eq. 6.13] :

$$\begin{aligned} T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}({}^{100}\text{Mo}, 0_1^+)_{\text{phase1}} &= (5.80^{+1.08}_{-0.99} \text{ (stat)} \pm 0.82_{\text{(syst)}}) \times 10^{20} \text{ans} \\ T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}({}^{100}\text{Mo}, 0_1^+)_{\text{phase2}} &= (5.75^{+0.51}_{-0.49} \text{ (stat)} \pm 0.74_{\text{(syst)}}) \times 10^{20} \text{ans} \end{aligned} \quad (6.13)$$

Ainsi, le résultat de cette analyse de la phase 1 de prise de données de l’expérience NEMO3 est compatible avec celui déjà mesuré et publié [88], rappelé par l’équation 6.3 de ce document.

Par ailleurs, ce travail a permis d’étendre l’étude de la transition $\beta\beta 2\nu$ $0^+ \rightarrow 0_1^+$ du ^{100}Mo à l’ensemble de la phase 2 de prise de données de l’expérience NEMO3, en bénéficiant d’une exposition de 296 855 kg·h, soit encore un facteur 4 supérieure à l’exposition ayant permis la publication [88], et d’un rapport signal / bruit de 9, soit près d’un facteur 3 supérieur à la précédente analyse de la phase 1.

3.2 Etude du processus de $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo vers l’état excité 0_1^+ du ^{100}Ru

3.2.1 Sélection des événements et bruit de fond attendu

Aux sélections topologiques, sur les temps de vol, et sur les énergies absolues définies respectivement dans les sections 2.2.2, 2.2.3 et 2.2.4, un critère supplémentaire appliqué à

l'énergie totale des deux électrons et des γ est ajouté. Celui-ci est déterminé sur la base des simulations des bruits de fond et du signal attendus en fonction des énergies des électrons et des γ .

La figure 6.18 illustre la sélection retenue dans cette représentation. La sélection conditionnelle est définie de sorte à maximiser la sensibilité de l'expérience à la double désintégration bêta sans émission de neutrino du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru , ce qui est équivalent à minimiser le bruit B attendu tout en préservant une efficacité de détection du signal S maximale. C'est dans ce but que ne sont sélectionnés que les événements dont l'énergie somme des électrons est comprise entre 1500 et 2000 keV et dont l'énergie somme des γ est comprise entre 700 et 1200 keV (**4bis**).

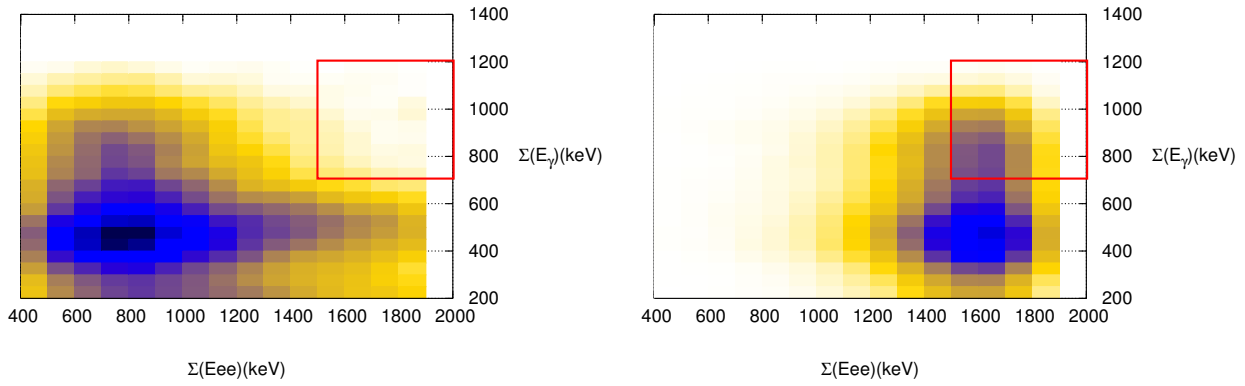


FIG. 6.18: Distribution des événements simulés de bruit de fond (à gauche) et de signal recherché (à droite) en fonction des énergies des électrons et des γ ; la zone délimitée en rouge représente les événements sélectionnés

A partir des sélections ainsi définies, l'efficacité de détection des événements de double désintégration bêta sans émission de neutrino du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru est mesurée égale à 6.95×10^{-3} . Ce résultat est reporté dans le tableau 6.10, lequel présente également le facteur de réduction induit par cette sélection, sur chacun des bruits de fond attendus.

L'intérêt de définir des critères conditionnels sur les énergies somme des électrons et des γ plutôt que de ne définir qu'une limite sur l'énergie somme des électrons apparaît clairement dans le tableau 6.11. En effet, l'énergie des γ est un critère de sélection efficace pour réduire le bruit de fond. Celui-ci est attendu égal à 2.70 dans le cas de la sélection **4bis**, illustrée par la figure 6.18.

3.2.2 Sensibilité de l'expérience et mesure de $T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}$

Alors que le modèle de bruit de fond prédit l'observation de 2.70 événements, issus notamment de la transition $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo ($0^+ \rightarrow 0_1^+$), du ^{222}Rn dans la chambre à fils et

Sélection	Nombre simulé	3	4bis
^{222}Rn dans la chambre	1×10^9	7.3×10^{-6}	$(2.4 \pm 0.3) \times 10^{-8}$
^{100}Mo (2ν) (gs)	5×10^7	2.9×10^{-5}	$< 4.5 \times 10^{-8}$
^{214}Bi interne	5×10^6	3.2×10^{-4}	$(2.2 \pm 0.5) \times 10^{-6}$
^{208}Tl interne	5×10^6	3.9×10^{-4}	$(4.8 \pm 0.7) \times 10^{-6}$
^{100}Mo (2ν) ($0^+ \rightarrow 0_1^+$)	2×10^6	3.7×10^{-3}	$(8.5 \pm 4.3) \times 10^{-7}$
^{100}Mo (0ν) ($0^+ \rightarrow 0_1^+$)	1×10^6	1.2×10^{-2}	$(6.95 \pm 0.01) \times 10^{-3}$

TAB. 6.10: Effets attendus des sélections sur les différentes sources de bruit de fond et les évènements d'intérêt, estimés par simulation Monte-Carlo

seuils en énergie		bruit de fond attendu	efficacité $\beta\beta 0\nu$ ^{100}Mo ($0^+ \rightarrow 0_1^+$) ($\times 10^{-3}$)	sensibilité expérimentale ($\times 10^{22}$ ans)
E_{ee} (keV)	$E_{\sum\gamma}$ (keV)			
1400	200	65.4	25.6	19.1
1500		45.2	22.0	19.6
1600		29.7	16.5	18.0
1700		17.9	9.1	12.7
1800		10.8	2.8	4.93
1500	200	45.2	22.0	19.6
	300	39.4	21.6	20.1
	400	28.7	19.4	21.6
	500	18.3	14.8	20.4
	600	7.51	10.3	21.3
	700	2.70	6.95	21.9
	800	1.46	4.28	16.6
	900	0.73	1.87	8.62

TAB. 6.11: Evolution du seuil de détection expérimental [Eq. 6.14] en fonction du seuil appliqué à l'énergie somme des électrons (sur la base de simulations Monte-Carlo) et en fonction du seuil appliqué à l'énergie somme des γ (sur la base de simulations Monte-Carlo)

des contaminations internes en ^{214}Bi et ^{208}Tl , 3 sont observés dans les données réelles [Fig. 6.19]. Reste à estimer, avec ces critères de sélection, la sensibilité de l'expérience au canal $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo ($0^+ \rightarrow 0_1^+$).

Or, au sens de Cousins-Feldman [93], la sensibilité d'une expérience est la valeur moyenne des limites supérieures qui seraient obtenues par un ensemble d'expériences présentant le même bruit de fond attendu et pas de signal vrai. Suivant cette définition, la sensibilité de NEMO3 pour la mesure de la double désintégration bêta sans émission de neutrino du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru est de 4.27 évènements à 90 % de niveau de confiance, soit une demi-vie de 2.3×10^{23} ans [Eq. 6.15].

Par ailleurs, le seuil de décision est défini par la norme internationale comme "*la valeur de l'estimateur du mesurande telle que, quand le résultat d'une mesure réelle utilisant une procédure de mesure donnée d'un mesurande quantifiant le phénomène physique lui est supérieur, on décide que le phénomène physique est présent*" [94, 95]. Il s'agit du nombre d'évènements observés en-deça duquel le résultat ne peut être attribué au processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo ($0^+ \rightarrow 0_1^+$), sans pour autant pouvoir conclure qu'il est absent.

Dans le cas d'une statistique de Poisson, le seuil de décision s'écrit [Eq. 6.14] :

$$SD = k_{1-\alpha} \sqrt{2(n_{BdF} + 1)} \quad (6.14)$$

où $k_{1-\alpha}$ est le facteur d'élargissement, choisi égal à 1.645 pour obtenir un résultat à 90 % de niveau de confiance, et $n_{BdF} = 2.70$ le nombre d'évènements attendus de bruits de fond.

Ainsi, le seuil de décision de l'expérience NEMO3 pour la recherche de double désintégration bêta sans émission de neutrino du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru est de $SD = 4.47$ à 90 % de niveau de confiance.

Or, lors de la mesure décrite ici, trois évènements réels ont été observés, d'où un nombre d'évènements observés inférieur au seuil de décision. Par conséquent, l'existence du processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo ($0^+ \rightarrow 0_1^+$) ne peut pas être prouvée par cette mesure.

Une limite inférieure sur la demi-vie du processus de double désintégration bêta sans émission de neutrino du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru peut néanmoins être calculée à partir de l'équation 6.15 :

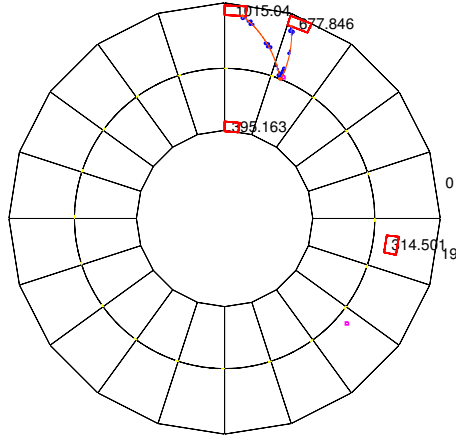
$$T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}(^{100}\text{Mo}, 0_1^+) > \frac{\ln(2) \times \epsilon \times m \times N_a \times T}{n_{exclus} \times M_m} \quad (6.15)$$

où $\epsilon = 6.95 \times 10^{-3}$ est l'efficacité de détection, $m = 6914\text{g}$ la masse de ^{100}Mo étudiée, N_a la constante d'Avogadro, $T = 4.90\text{ans}$ le temps d'observation, $n_{exclus} = 4.27$ le nombre d'évènements exclus par l'expérience, à 90 % de niveau de confiance, et $M_m = 100$ la masse molaire du ^{100}Mo .

D'où la sensibilité expérimentale de NEMO3 au processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}(^{100}\text{Mo}, 0_1^+) > 2.3 \times 10^{23}\text{ans} \quad (6.16)$$

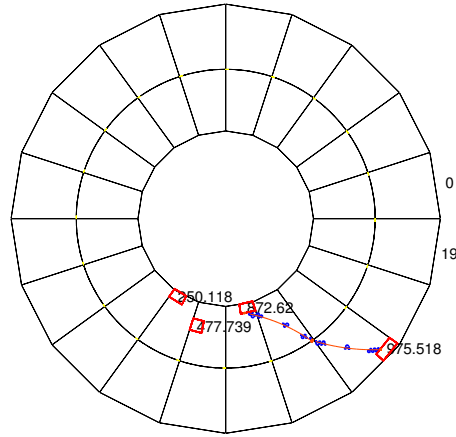
NEMO3 - RUN: 2824 EVENT: 90729 (2004-01-13 @ 14:31:38)



Evènement 2824-90729 :

- observé le 13 janvier 2004, secteur #3,
- 2 traces associées à des scintillateurs :
 - 1015.0 keV déposés sur le mur externe
 - 677.8 keV déposés sur le mur externe
- 2 scintillateurs non associés :
 - 395.2 keV déposés sur le mur interne
 - 314.5 keV déposés sur le pétale du haut

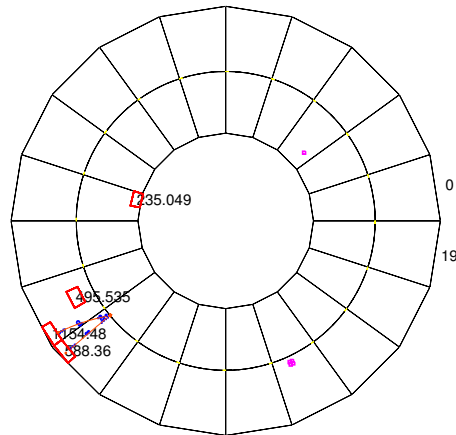
NEMO3 - RUN: 3652 EVENT: 236661 (2005-01-20 @ 07:58:14)



Evènement 3652-236661 :

- observé le 20 janvier 2005, secteur #16,
- 2 traces associées à des scintillateurs :
 - 872.2 keV déposés sur le mur interne
 - 975.5 keV déposés sur le mur externe
- 2 scintillateurs non associés :
 - 250.1 keV déposés sur le mur interne
 - 477.7 keV déposés sur le pétale du bas

NEMO3 - RUN: 5692 EVENT: 103574 (2007-03-19 @ 22:22:26)



Evènement 5692-103574 :

- observé le 19 mars 2007, secteur #12,
- 2 traces associées à des scintillateurs :
 - 1154.5 keV déposés sur le mur externe
 - 588.4 keV déposés sur le mur externe
- 2 scintillateurs non associés :
 - 235.0 keV déposés sur le mur interne
 - 495.5 keV déposés sur le pétale du haut

FIG. 6.19: Evènements candidats à la double désintégration bêta sans émission de neutrino du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru

D'après la référence [96], une limite sur la masse du neutrino de Majorana s'en déduit [Eq. 6.17] :

$$\langle m_\nu \rangle < 5.8 - 7.9 \text{ eV} \quad (6.17)$$

Aussi, pour atteindre une sensibilité sur la masse du neutrino de 0.1 eV, la sensibilité expérimentale sur la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru devrait être de l'ordre de $\sim 10^{27}$ années.

3.2.3 Conclusion

Si la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrino du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru n'est pas un canal efficace pour le mesure de la masse effective du neutrino de Majorana, à cause notamment de la petitesse de l'espace de phase comparé à celui de la transition vers l'état fondamental, cette étude a néanmoins permis d'améliorer la précédente mesure de $T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}(^{100}\text{Mo}, 0_1^+)$ [Eq. 6.16]. Cela grâce à une bonne compréhension des bruits de fond de l'expérience et la grande radiopureté du dispositif expérimental (moins de trois événements de bruit de fond attendus pour la $\beta\beta 0\nu$) qui a permis d'exploiter les résultats de l'expérience NEMO3 au meilleur de sa sensibilité, pour cette physique.

L'étude décrite dans ce chapitre permet d'attribuer des rapports d'embranchement relatifs aux transitions du ^{100}Mo vers l'état fondamental et vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru . C'est le sens de la figure 6.20.

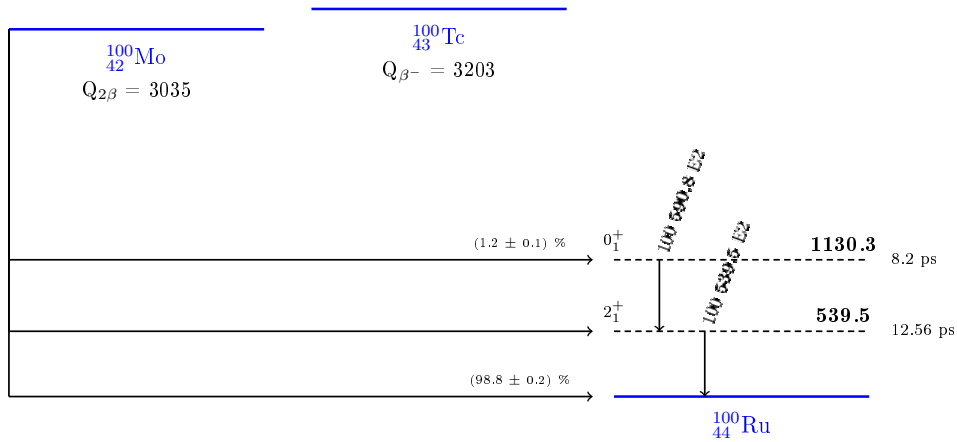


FIG. 6.20: Schéma de décroissance simplifié du ^{100}Mo

Troisième partie

Programme de R&D SUPERNEMO : le détecteur BiPo

Chapitre 7

Le projet SUPERNEMO

Le projet SUPERNEMO est basé sur la technologie du détecteur NEMO3, en acquisition de 2003 à 2011 [Chap. 3]. L'expérience se présente sous forme modulaire. Chacun des modules est constitué d'un sous-module contenant 5 kg de source de part et d'autre duquel sont disposés deux chambres à fils, chacune composée de 1000 cellules Geiger et deux murs de scintillateurs, chacun composé de 260 lignes optiques (scintillateurs + PM 8") [Fig. 7.1].

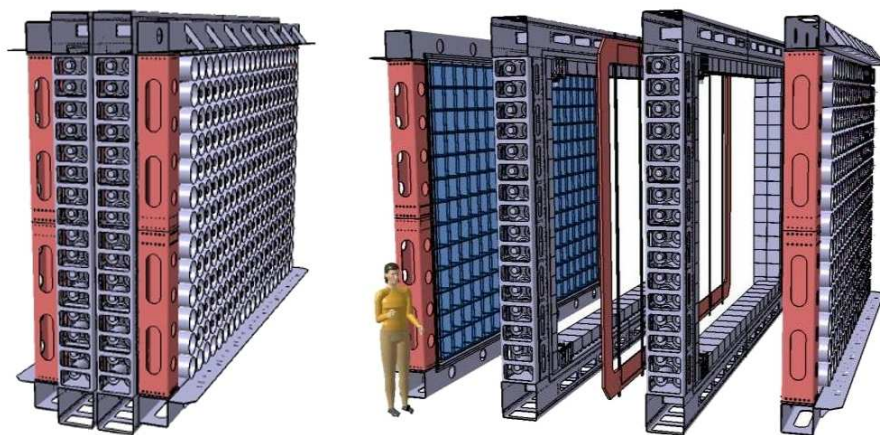


FIG. 7.1: Vue en coupe d'un module de SUPERNEMO. 20 modules sont envisagés pour compléter l'expérience

Ce chapitre vise à décrire les principaux enjeux de l'expérience, notamment en terme de radiopureté, afin d'expliquer la nécessité de développer un détecteur dédié à la mesure de très faibles contaminations des feuilles source : BiPo, lequel est l'objet de cette partie.

1 Caractéristiques

Les principales caractéristiques et la sensibilité constatées de NEMO3 et attendues de SUPERNEMO sont résumées dans le tableau 7.1. Ainsi, l'objectif de sensibilité, en terme de mesure de demi-vie du processus $\beta\beta0\nu$, du projet de nouvelle génération du groupe se place

deux ordres de grandeur au-dessus de celui atteint par NEMO3, ce qui constitue un véritable défi.

	NEMO3	SUPERNEMO
paramètres		
efficacité	18 %	30 %
isotope	7 kg de ^{100}Mo	> 100 kg de ^{82}Se *
épaisseur des feuilles	$60 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$	$40 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$
exposition	40 kg·an	500 kg·an
résolution en énergie	8 % à 3 MeV	4 % à 3 MeV
contaminations		
^{208}Tl (source)	$100 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$	$2 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$
^{214}Bi (source)	$< 300 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$	$10 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$
^{222}Rn (air)	$5 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-3}$	$0.15 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-3}$
sensibilité		
$T_{1/2}^{0\nu}$	$> 2 \times 10^{24} \text{ ans}$	$> 10^{26} \text{ ans}$
$m_{\nu\beta\beta}$	$< 300 \text{ à } 1300 \text{ meV}$	$< 60 \text{ à } 160 \text{ meV}$

* ou ^{48}Ca ou ^{150}Nd

TAB. 7.1: Comparaison des caractéristiques et de la sensibilité constatées de NEMO3 et attendues de SUPERNEMO

Aussi, pour le relever, la masse d'isotope et l'exposition ont été augmentées d'un facteur dix. La géométrie du détecteur a été retravaillée de sorte, notamment, à réduire la distance entre la feuille et les scintillateurs. Ceci contribue à l'amélioration de l'efficacité de détection du dispositif. Par ailleurs, d'importants programmes de R&D ont été engagés, visant à :

- produire les feuilles sources de SUPERNEMO dans les conditions optimales d'enrichissement et de purification,
- automatiser le tissage des chambres à fils,
- améliorer la résolution et la stabilité du calorimètre,
- respecter les contraintes de radiopureté interne des feuilles sources en ^{208}Tl et ^{214}Bi et en ^{222}Rn dans l'enceinte du détecteur.

Ces quatre points sont développés dans la section 2.

2 Programmes de R&D engagés pour SUPERNEMO

2.1 Production des feuilles source

Le premier module de SUPERNEMO, encore appelé démonstrateur, contiendra 7 kg de feuilles sources de ^{82}Se , parmi lesquels :

- 3.5 kg proviendront du programme européen ILIAS¹ [97],
- 1 kg est déjà utilisé dans l'expérience NEMO3 et le sera aussi pour le démonstrateur,
- 2 kg vont être achetés par le JINR²

Pour les modules suivants, si le ^{82}Se reste la ligne de base, d'autres isotopes sont aussi à l'étude : le ^{150}Nd et le ^{48}Ca .

Or, l'enrichissement des sources permet d'augmenter le nombre d'isotopes d'intérêt, ce qui est primordial pour maximiser l'exposition de l'expérience [Tab. 7.1]. Celui-ci sera réalisé par centrifugation, technique grâce à laquelle la possibilité de produire 100 kg de ^{82}Se en respectant le calendrier prévu a été démontrée.

Par ailleurs, la réduction de la contamination interne des feuilles sources nécessite leur purification. Deux méthodes distinctes sont employées : chimique ou par distillation, lesquelles sont décrites dans la section 2 du chapitre 3, pour le ^{100}Mo .



FIG. 7.2: Bouteille en quartz contenant une poudre enrichie en ^{82}Se et purifiée

Une fois l'enrichissement et la purification effectués, la poudre de ^{82}Se est stockée dans une bouteille en quartz afin d'éviter sa contamination [Fig. 7.2]. Elle est ensuite utilisée pour fabriquer les feuilles composites mesurées par SUPERNEMO.

2.2 Tissage de la chambre à fils

Chaque module de SUPERNEMO contient 2000 cellules Geiger, chacune composée d'un fil anodique et douze fils cathodiques partagés avec les cellules voisines. En d'autres termes, 15000 fils sont nécessaires à la reconstruction des traces des particules, par module, soit encore 300000 pour l'expérience complète.

Ceci a motivé le développement d'un robot-tisseur afin d'automatiser ce travail monumental et délicat. Un prototype de 90 cellules d'une longueur de 3.7 m et de diamètre

¹Projet qui regroupe les acteurs européens des astroparticules afin de coordonner la communauté scientifique concernée

²Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russie

44 mm a déjà été réalisé grâce à ce robot, afin de mesurer l'efficacité du détecteur de traces à l'aide de muons cosmiques. Le robot-tisseur et ce prototype sont présentés sur les photographies de la figure 7.3.

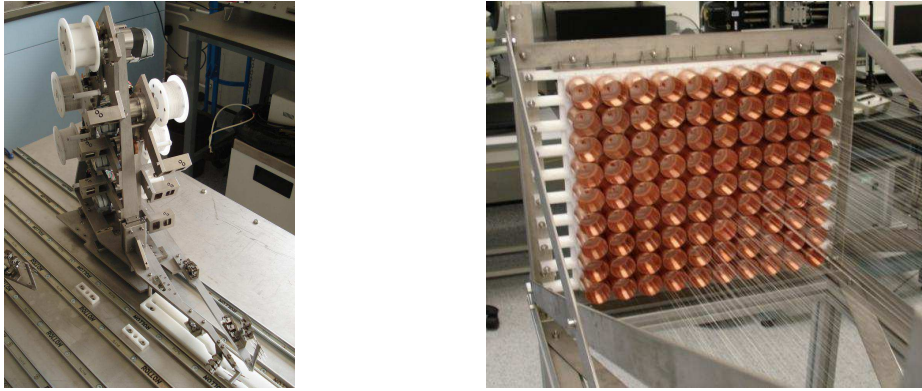


FIG. 7.3: Tissage de la chambre à fils; à gauche : robot-tisseur; à droite : prototype de 90 cellules

Les premiers tests menés ont révélé une efficacité Geiger de l'ordre de 98 % et des précisions transverse et longitudinale de reconstruction des traces respectivement égales à $\sigma_T \approx 0.7$ mm et $\sigma_L \approx 1$ cm, ce qui répond aux exigences de l'expérience.

2.3 Calorimètre

Tout l'enjeu du programme de R&D engagé sur le calorimètre de SUPERNEMO est de produire des lignes optiques associant un scintillateur plastique à un photomultiplicateur 8", en respectant les contraintes reportées dans le tableau 7.2.

linéarité	$< 1\%$ entre 0 et 3 MeV
résolution en temps	< 250 ps à 1 MeV
radiopureté du verre des photomultiplicateurs	$A(^{40}\text{K}) < 0.1 \text{ Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ $A(^{214}\text{Bi}) < 0.04 \text{ Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ $A(^{208}\text{Tl}) < 0.003 \text{ Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$
résolution en énergie	$\text{FWHM} \approx 4\%$ à 3 MeV

TAB. 7.2: Contraintes de SUPERNEMO

L'utilisation d'un scintillateur organique permet une meilleure radiopureté du milieu de détection et limite l'effet de rétro-diffusion des électrons, à sa surface. Par ailleurs, le fait de l'associer à un PM 8" permet de réduire le nombre de lignes de lumière et donc le coût du détecteur final.

Ce travail, mené par le laboratoire CENBG³ de Bordeaux, en collaboration avec les sociétés Photonis puis Hamamatsu, a permis de respecter les contraintes exposées ci-avant, en associant un scintillateur PVT carré de $256 \times 256 \text{ mm}^2$ à un PM 8" R5912MOD.

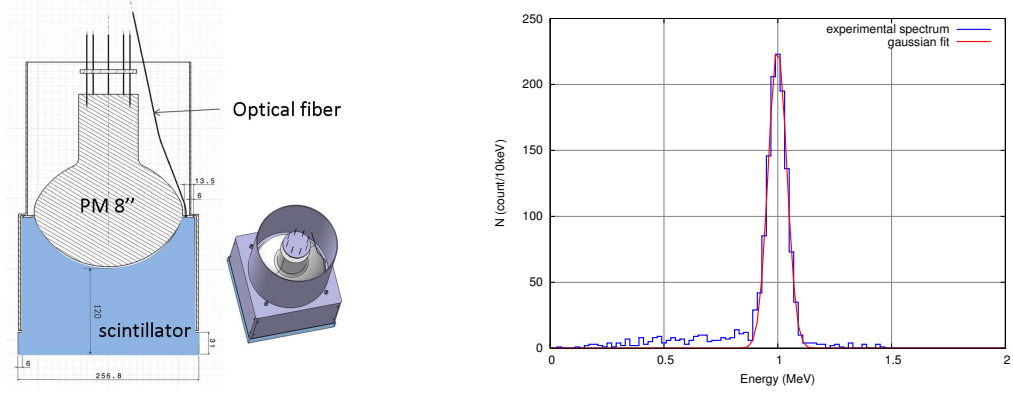


FIG. 7.4: Ensemble (scintillateur PVT carré $256 \times 256 \text{ mm}^2$, PM 8" R5912MOD); à gauche : schéma d'un module optique; à droite : spectre en énergie obtenu pour des électrons de 1 MeV

En effet, comme le montre la figure 7.4, cet ensemble a permis d'atteindre une résolution en énergie égale à 7.3 % FWHM à 1 MeV, ce qui correspond à 4.2 % FWHM à 3 MeV.

2.4 Bruits de fond

Les paramètres décrits dans le tableau 7.1 imposent que, pour atteindre les objectifs de sensibilité fixés, la radiopureté des feuilles doit être telle que $A(^{208}\text{Tl}) < 2 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ et $A(^{214}\text{Bi}) < 10 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$, et le taux de radon dans l'air inférieur à $0.15 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-3}$. C'est ce qu'illustre la figure 7.5.

Aussi, tout a été mis en oeuvre durant les phases de conception et de montage de chaque partie du détecteur final pour réduire le bruit de fond.

2.4.1 Radiopureté en ^{208}Tl et en ^{214}Bi

Un soin tout particulier a été apporté au choix des matériaux utilisés, desquels la radiopureté en ^{208}Tl et en ^{214}Bi , principalement, a été mesurée à l'aide de détecteurs HPGe installés au LSM et au CENBG [Fig. 7.6]. Ces mesures permettent d'atteindre des sensibilités allant jusqu'à $0.03 \text{ mBq}\cdot\text{kg}^{-1}$ en ^{208}Tl et $0.1 \text{ mBq}\cdot\text{kg}^{-1}$ en ^{214}Bi (en un mois de mesure et pour un échantillon d'une masse de 1.5 kg).

Pour exemple, les mesures obtenues avec un échantillon de Se naturel, avant et après purification, sont reportées dans le tableau 7.3. Si les sensibilités atteintes par les détecteurs HPGe

³Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux Gradignan - IN2P3/CNRS, Université Bordeaux 1, UMR 5797 - 33175 GRADIGNAN Cedex

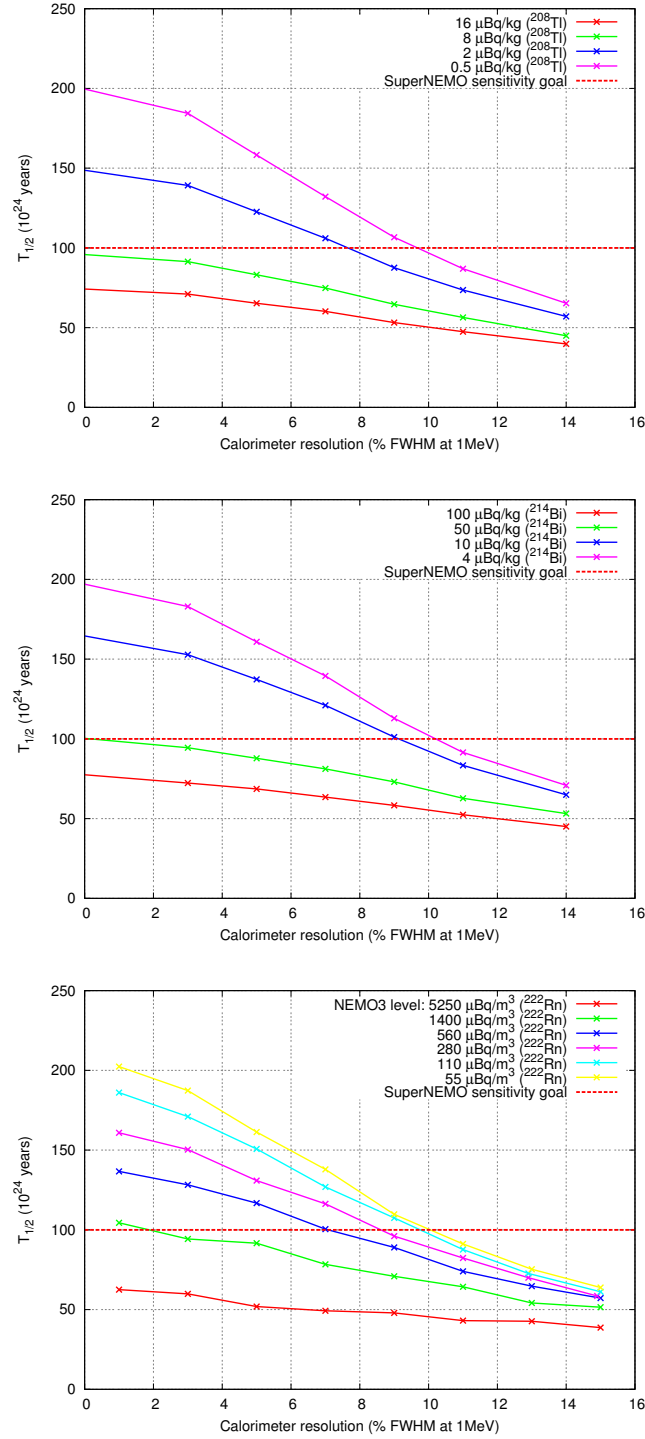


FIG. 7.5: Influence des contaminants et de la résolution en énergie sur la sensibilité de SUPERNEMO à la demi-vie du processus de double désintégration bêta sans émission de neutrino du ^{82}Se

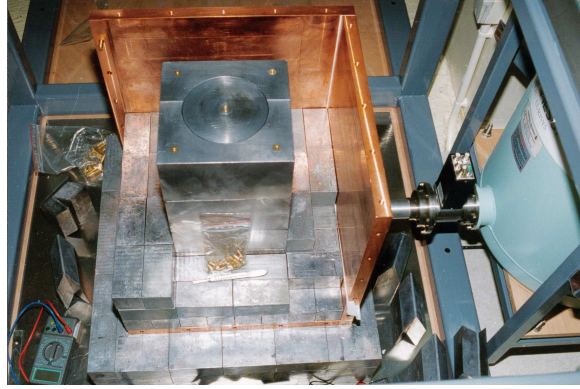


FIG. 7.6: Photographie d'un détecteur Germanium hyper-pur au LSM

permettent de valider ou non l'utilisation de la plupart des matériaux utilisés pour la construction de SUPERNEMO, les contraintes de radiopureté des feuilles source sont telles que le développement d'un dispositif de mesure dédié est nécessaire. C'est le but du programme BiPo, largement exposé dans la suite de ce document.

Echantillon	^{40}K (mBq·kg $^{-1}$)	^{60}Co (mBq·kg $^{-1}$)	^{137}Cs (mBq·kg $^{-1}$)	^{226}Ra (^{214}Bi) (mBq·kg $^{-1}$)	^{228}Ra (^{208}Tl) (mBq·kg $^{-1}$)	^{228}Th (^{208}Tl) (mBq·kg $^{-1}$)
Se (non purifié)	668 ± 31	< 1	2.1 ± 0.9	46 ± 2	13 ± 2	11 ± 2
Se (purifié)	< 20	< 0.7	1.0 ± 0.4	$< 0.9 \pm 0.2$	$< 2.4 \pm 2$	$< 1.6 \pm 2$

TAB. 7.3: Radiopureté d'un échantillon de Se avant et après purification

2.4.2 La problématique du ^{222}Rn

Comme décrit dans la section 1.3 du chapitre 3, le détecteur NEMO3 est balayé par de l'air déradonisé insufflé par une usine anti-radon. Si la mise en place de ce dispositif a permis de réduire d'un facteur six le taux de radon dans la chambre à fils de NEMO3, ce niveau reste un ordre de grandeur supérieur à celui nécessaire pour SUPERNEMO.

Aussi, afin de diminuer le taux de radon dans la chambre à fils de SUPERNEMO, les matériaux utilisés pour sa construction sont choisis avec une attention très particulière en terme de radiopureté et d'émanation. De plus, le volume est isolé du calorimètre par une feuille mince, hermétique au radon. Ainsi, l'effet du dégazage des PMs est atténué, d'autant que de l'air déradonisé est injecté dans la partie arrière du calorimètre. Enfin, un réseau de systèmes de détection permet de mesurer le taux de radon à la sortie de l'usine et dans la chambre à fils et détecter, en temps réel, toute augmentation anormale de ce taux.

3 Perspectives

Le démonstrateur a été acté par les principaux organismes de financement et sera installé à la place actuellement occupée par NEMO3, au LSM. Un schéma de son intégration est présenté en figure 7.7. Comme le montre cette figure, le blindage passif utilisé pour NEMO3 est réemployé pour ce premier module.

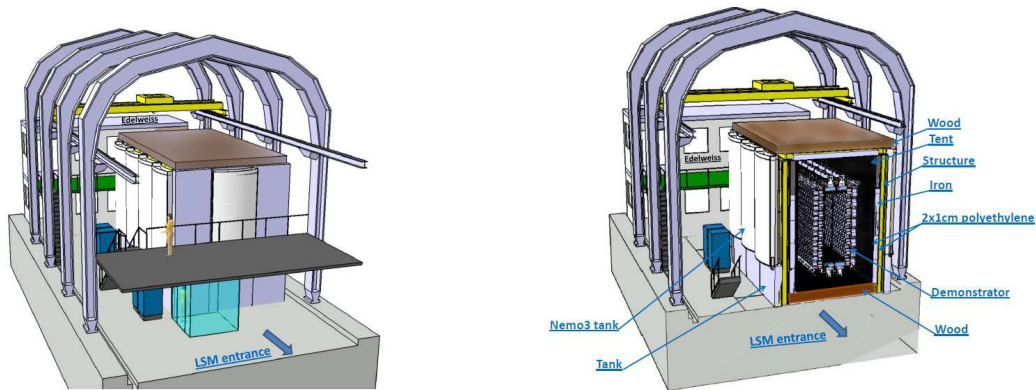


FIG. 7.7: Intégration du démonstrateur

L'installation des modules suivants nécessitera en revanche un volume plus important, qui pourrait être disponible par l'agrandissement du LSM (projets Ulisse [Fig. 7.8] puis Domus).

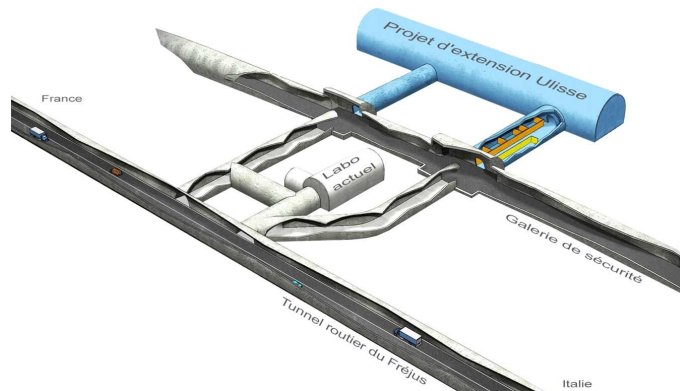


FIG. 7.8: Projet Ulisse d'agrandissement du LSM

Chapitre 8

Le détecteur BiPo

Un des enjeux des expériences de double désintégration bêta ($\beta\beta$) est la maîtrise du bruit de fond [Chap. 5]. En particulier, dans la région $\beta\beta 0\nu$, où très peu d'évènements sont attendus, le bruit de fond doit tendre à être nul.

Aussi, dans le cadre des activités de R&D du projet SUPERNEMO, le détecteur BiPo a été développé, afin de mesurer la radiopureté des feuilles sources en ^{208}Tl et en ^{214}Bi .

1 Intérêt du détecteur BiPo

Les contraintes de radiopureté des feuilles sources de SUPERNEMO sont extrêmement sévères [Chap. 7] :

$$\begin{aligned} A(^{208}\text{Tl}) &< 2 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1} \\ A(^{214}\text{Bi}) &< 10 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1} \end{aligned} \tag{8.1}$$

Or, les sensibilités de mesure de radiopureté atteintes par spectroscopie γ n'excèdent pas $20 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ en ^{208}Tl [98], soit un ordre de grandeur au-delà de la limite fixée par les contraintes expérimentales. C'est la raison pour laquelle a été décidée la construction d'un détecteur, devant permettre de mesurer 12m^2 de feuilles $\beta\beta$ (correspondant à un module de SUPERNEMO) en un mois, avec les limites de sensibilité indiquées par l'équation 8.1.

La mesure de contaminations en ^{208}Tl et ^{214}Bi consiste en la détection, à l'aide de scintillateurs plastiques, de processus dit *BiPo*. Ces deux processus sont signés par la cascade de désintégrations β et α retardé, dont les propriétés sont les suivantes [Fig. 5.1] :

- le ^{212}Bi décroît avec un rapport d'embranchement de 64 % par processus β^- ($Q_\beta = 2.25\text{ MeV}$). Son noyau-fils, le ^{212}Po décroît par processus α ($Q_\alpha = 8.78\text{ MeV}$) avec une demi-vie de 300 ns. Par suite, l'activité en ^{208}Tl est obtenue à partir de celle en ^{212}Bi ;
- le ^{214}Bi décroît aussi par processus β^- ($Q_\beta = 3.27\text{ MeV}$) dans près de 100 % des cas. Son noyau-fils, le ^{214}Po décroît par processus α ($Q_\alpha = 7.69\text{ MeV}$) avec une demi-vie de $164 \mu\text{s}$.

2 Description du dispositif expérimental

D'un point de vue expérimental, les feuilles sources sont placées entre deux scintillateurs ultra-purs couplés à des photomultiplicateurs basse radioactivité. Les contaminations en ^{212}Bi (^{208}Tl) et ^{214}Bi sont mesurées par détection du β , dont l'énergie est déposée dans l'un des scintillateurs, et du α retardé, dont l'énergie est déposée dans le scintillateur opposé, avec un délai compatible avec l'un ou l'autre des deux processus recherchés [Fig. 8.1].

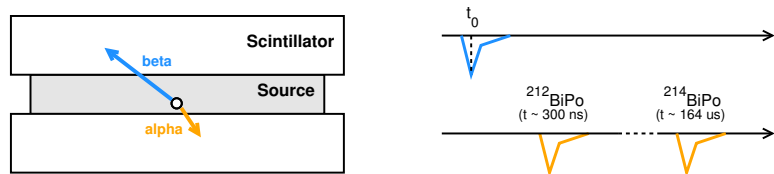


FIG. 8.1: Principe de détection : minutage d'un évènement *BiPo* : le signal β est représenté en bleu (signal d'amorce); le signal α en orange (signal retardé)

Plusieurs géométries ont été étudiées :

- la géométrie "BiPo1" consiste en des modules distincts, chacun composé de deux scintillateurs PVT¹ BC400 de dimensions carrées $20 \times 20 \text{ cm}^2$ et deux PMs 5" associés [Chap. 9] ;
- le module "Phoswich" est une extension de cette géométrie. Il se différencie par le fait que deux scintillateurs de constantes de temps différentes le composent dans le but d'obtenir une meilleure discrimination β/α [Chap. 10] ;
- la géométrie "BiPo2" consiste en deux plaques de dimensions $75 \times 75 \text{ cm}^2$, chacune bordée de dix PMs 3". Les résultats préliminaires de ce prototype n'étant pas compétitifs avec ceux obtenus avec BiPo1, son développement a finalement été abandonné ;
- enfin, la géométrie "BiPo3", élaborée à partir de BiPo1, est celle retenue pour la mesure de radiopureté des feuilles de SUPERNEMO. Les scintillateurs qui le composent sont de dimensions carrées $30 \times 30 \text{ cm}^2$ et associés à des PMs 5" [Chap. 9, Sec. 8].

2.1 Environnement des détecteurs prototypes BiPo

Les détecteurs BiPo sont installés au LSM [Fig. 3.3], lequel constitue un environnement particulièrement adapté à des mesures de faible radioactivité. De plus, les détecteurs sont abrités par un blindage de plomb très basse radioactivité d'une épaisseur de 15 cm, les protégeant des γ provenant de l'environnement du laboratoire. La cuve, sans couvercle, est présentée par la figure 8.2.

Enfin, de l'air déradonisé ($A(^{222}\text{Rn}) \approx 15 \text{ mBq} \cdot \text{m}^{-3}$) parcourt chaque module, ainsi que l'intérieur du blindage afin de ventiler le radon provenant du dégazage du verre des PMs. Le flux total ainsi injecté dans le dispositif est de $500 \text{ L} \cdot \text{h}^{-1}$; l'air de chaque module est par conséquent totalement renouvelé toutes les deux heures.

¹PolyVinyl Toluene

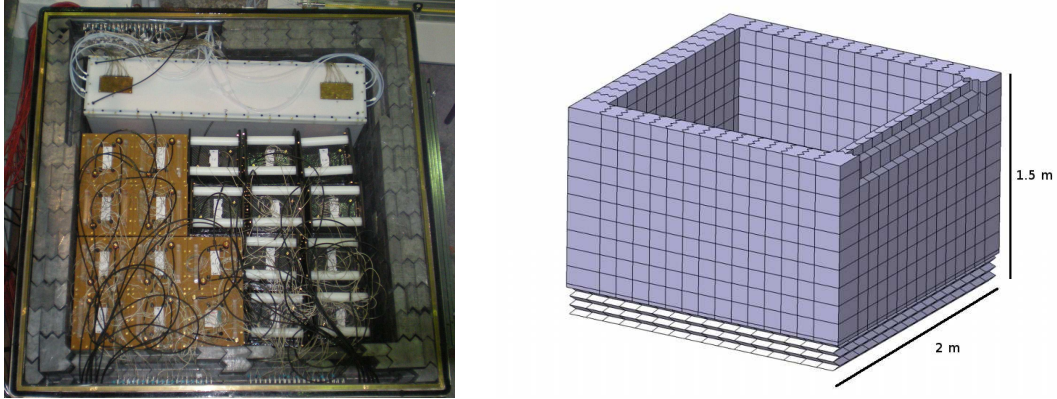


FIG. 8.2: Blindage de protection des détecteurs (≈ 5 tonnes) ; à gauche : photographie de l'ensemble ; à droite : dessin technique. Le dispositif est coiffé d'un couvercle de plomb, non présenté ici

2.2 Système d'acquisition

2.2.1 Carte Matacq

Les signaux sont échantillonnés à l'aide de cartes d'acquisition de signaux analogiques rapides au format européen VME appelées Matacq [Fig. 8.3], développées par le LAL et l'IRFU² [99, 100]. Ces cartes supportent l'acquisition de signaux analogiques rapides. Elles permettent de coder jusqu'à quatre canaux analogiques sur 12 bits, à une fréquence d'échantillonnage maximale de 2 GHz et sur une profondeur de 2520 points utiles.

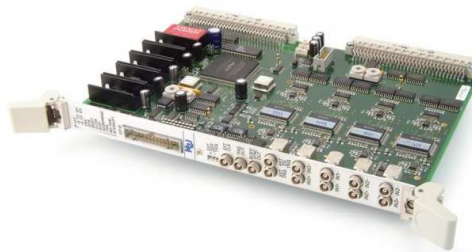


FIG. 8.3: Photographie d'une carte Matacq (format VME 6U)

Le codage est réalisé en trois temps :

- Acquisition : le signal analogique est continûment échantillonné à la fréquence F_e dans une mémoire analogique circulaire. L'arrivée d'un signal de déclenchement initie la phase d'arrêt de l'échantillonnage. A l'issue de cette phase, l'état de la mémoire est figée : elle contient dès lors les 2560 derniers points échantillonnés (dont 2520 sont valides) ;

²Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers - CEA, Bat. 703, 91191 Gif-sur-Yvette

- Numérisation et stockage : après un ordre d'arrêt de l'acquisition, les échantillons stockés sous forme analogique dans les puces MATAcq sont rapidement relus et codés en données numériques sur 12 bits puis stockés dans une mémoire numérique tampon. L'acquisition est informée de la fin du codage soit par scrutation d'un registre interne, soit par une interruption ;
- Lecture : la mémoire tampon peut alors être relue par le système d'acquisition. Pour un système d'acquisition standard, cette dernière opération dure quelques millisecondes pour une carte 4 voies, ce qui permet d'atteindre une fréquence d'acquisition d'une centaine de Hertz.

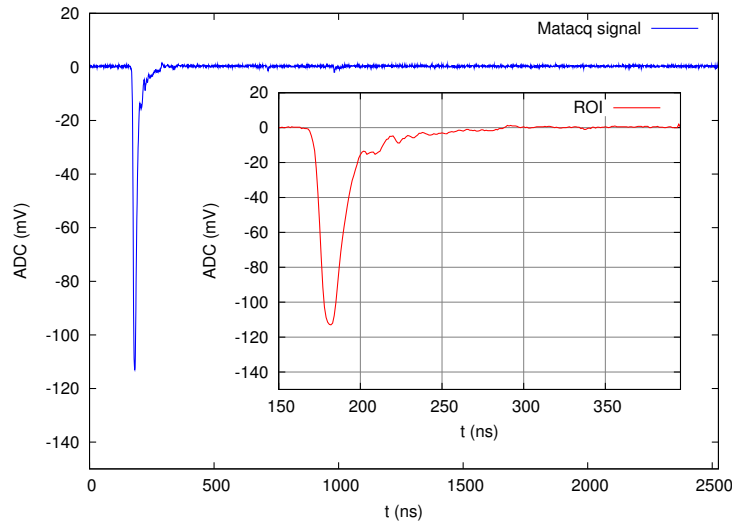


FIG. 8.4: Exemple de signal acquis par une carte Matakq ; l'insert est un agrandissement de la zone d'intérêt physique

Dans les conditions où ces cartes sont utilisées pour l'expérience BiPo, les signaux analogiques sont codés entre -900 mV et $+100$ mV avec un pas d'échantillonnage de 0.25 mV, à la fréquence de 1 GHz. La figure 8.4 témoigne de la bonne qualité du signal, lequel présente des fluctuations de la ligne de base inférieures à 1 mV.

2.2.2 Carte Trigger

La recherche de cascades *BiPo* du ^{214}Bi nécessite une dynamique en temps beaucoup plus large ($T_{1/2}(^{214}\text{Bi}) = 164 \mu\text{s}$) que celle permise par les seules cartes Matakq. Aussi, une carte trigger a été développée par les services électroniques du LAL, permettant de répondre à cette contrainte. Il s'agit d'une carte au format VME permettant aux cartes Matakq d'échantillonner les signaux sur une profondeur allant jusqu'à 1 ms. Un chronogramme est présenté par la figure 8.5 et décrit ci-après.

Si un signal passe le seuil *trigger-1*, il est échantillonné sur une profondeur de $1.5 \mu\text{s}$ par la carte Matakq à laquelle le PM est connecté. S'en suit un temps-mort de $10 \mu\text{s}$ permettant de se préserver de bruits électroniques dudit PM. Si le signal passe ensuite le seuil *trigger-2*, il est

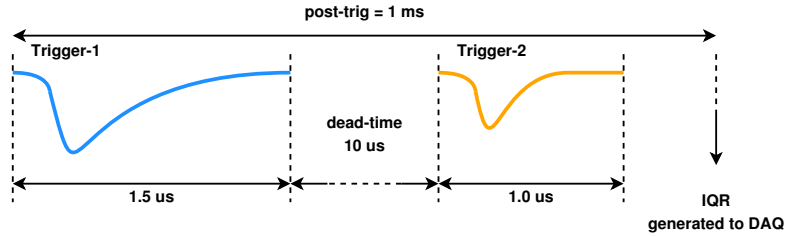


FIG. 8.5: Chronogramme du fonctionnement de la carte trigger de BiPo

échantillonné par la carte Matacq sur la profondeur de $1.0\mu s$, utilisant ainsi toute la dynamique de la carte. Le temps entre les deux signaux est bien sûr transmis au système d'acquisition, s'il a lieu d'être. Tous les seuils et fenêtre de temps sont programmables par un FPGA³ lequel permet également d'adapter le fonctionnement de la carte aux systèmes BiPo1 ou BiPo2 [Fig. 8.6].

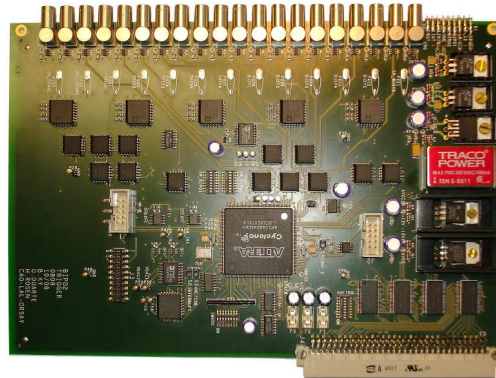


FIG. 8.6: Carte trigger utilisée pour l'acquisition BiPo en "mode ^{214}Bi "; le FPGA est le composant électronique le plus gros, au centre de la carte

3 Bruits de fond

Les bruits de fond pour la détection d'évènements *BiPo* proviennent :

- des contaminations en ^{212}Bi (^{208}Tl) et ^{214}Bi :
 - en volume des scintillateurs ;
 - en surface : la surface désigne aussi la très faible épaisseur dans laquelle un β peut déposer de l'énergie sans passer le seuil de détection ($\approx 100\mu m$) ;
 - entre le scintillateur et la feuille source : l'air séparant ces deux volumes peut contenir du ^{220}Rn ou du ^{222}Rn . Ce type de contamination ne se distingue pas d'une contamination en surface du scintillateur.

³Field-Programmable Gate Array : circuit logique programmable

- de coïncidences fortuites :
 - rayonnements γ provenant de l'environnement du détecteur ;
 - rayonnements γ émanants d'un élément du détecteur : verre des PMs, colle employée, capsule...

Les principales sources de bruit de fond sont schématisées sur la figure 8.7.

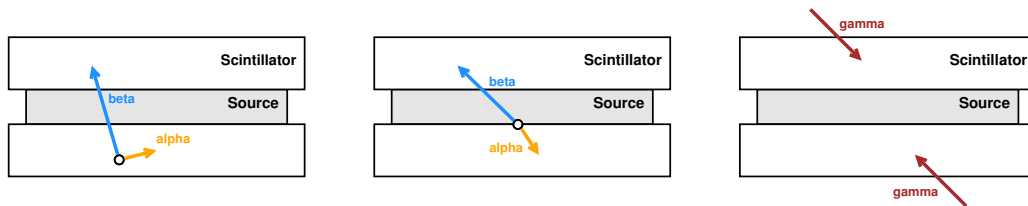


FIG. 8.7: Bruits de fond *BiPo* ; à gauche : contamination de volume ; au centre : contamination de surface ; à droite : coïncidences fortuites

Si les contaminations en ^{212}Bi ou en ^{214}Bi sont dans le volume des scintillateurs, elles sont facilement identifiables puisque le β déposera de l'énergie dans le scintillateur contaminé et éventuellement dans le second, et la particule α déposera toute son énergie dans le premier scintillateur. Ce type d'évènement est donc caractérisé par au moins un signal en temps et un signal retardé provenant du même scintillateur. Exclure ce type d'évènements réduit l'efficacité de détection *BiPo* d'un facteur voisin de deux mais permet de se prémunir contre ce type de bruit de fond.

Si les contaminations en ^{212}Bi ou en ^{214}Bi sont de surface, le β peut ne pas interagir dans le scintillateur contaminé et déposer son énergie dans celui opposé. La particule α peut, au contraire, déposer toute son énergie dans le scintillateur contaminé. La signature d'un tel évènement est donc un signal en temps et un signal retardé dans le scintillateur opposé, indissociable d'un évènement *BiPo* émis depuis la feuille source.

Enfin, les coïncidences fortuites peuvent être provoquées par des γ externes, détectés par les deux scintillateurs avec un écart en temps accidentellement compatible avec la décroissance du ^{212}Bi ou du ^{214}Bi . Pour limiter ce type de bruit de fond, un blindage recouvre le détecteur, par ailleurs construit avec des matériaux basse radioactivité.

Chapitre 9

Du détecteur prototype BiPo1 à BiPo3

Le prototype BiPo1 est un détecteur modulaire, composé de vingt-et-une capsules ; toutes n'étant pas en acquisition de façon permanente. Les premières prises de données datent de juin 2007.

1 Détail des modules et phases d'acquisition

Les principales caractéristiques des modules de BiPo1 sont résumées dans le tableau 9.1.

module	épaisseur des scintillateurs	utilité / remarques
1	1 cm	validation de la technique <i>BiPo</i> (feuille Al insérée dans le module)
2	1 cm	mesure du bruit de fond pour la validation de la technique <i>BiPo</i>
3	10 cm	mesure de contamination en volume
4 - 8	1 cm	suivi des gains des photomultiplicateurs (^{241}Am déposé sur les scintillateurs)
9-11 C1-C10	3 mm	mesure de la contamination de surface des scintillateurs

TAB. 9.1: Propriétés des différents modules de BiPo1

Les modules numérotés de 1 à 11 sont insérés dans des capsules fabriquées en PMMA¹, dont les faces intérieures sont recouvertes de cuivre. Les capsules des modules C1 à C10 sont en carbone.

Le module 1, dont la période d'acquisition va de juin à décembre 2007, est équipé de deux feuilles d'aluminium superposées d'épaisseur $75\text{ }\mu\text{m}$ et contaminées en ^{232}Th . Ceci, afin de valider le processus *BiPo*. Ce module fait l'objet d'une analyse séparée, détaillée en section 5.

¹polyméthacrylate de méthyle \equiv plexiglas

Les scintillateurs des modules 4 à 8 ont une épaisseur de 1 cm. Ils présentent un dépôt de ^{241}Am destiné au suivi des gains des PMs. La section 6 dresse le bilan de leur étude.

La contamination en volume des scintillateurs est mesurée à l'aide du module 3. La section 7.1 en expose le résultat. Enfin, les modules 9 à 11 et C1 à C10 sont assemblés avec des scintillateurs d'une épaisseur de 3 mm. Ils sont utilisés pour mesurer leur contamination de surface. Les résultats de l'analyse de ces modules sont présentés en section 7.2.

La figure 9.1 présente la vue en coupe d'un module de BiPo1.

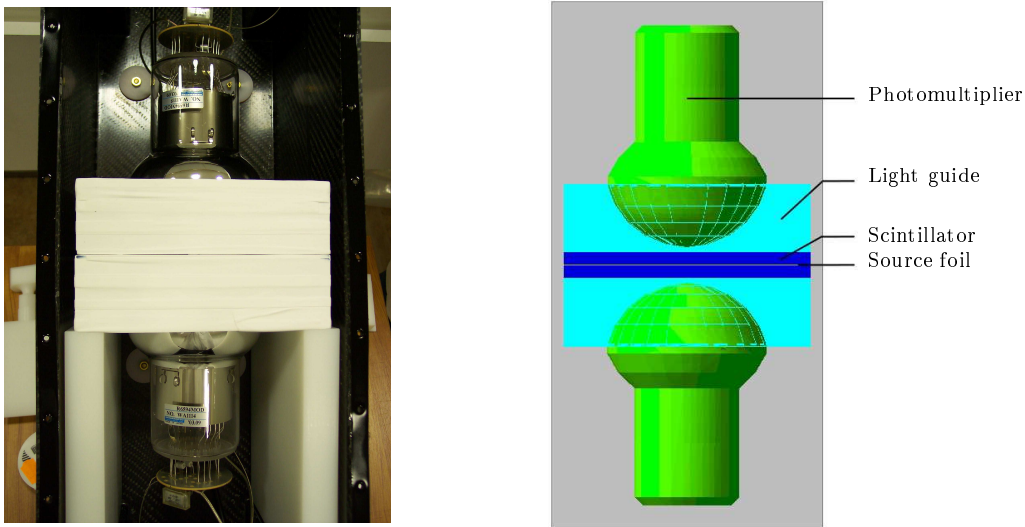


FIG. 9.1: Vue en coupe d'un module de BiPo1 ; à gauche : photographie d'un module carbone ouvert ; à droite : reconstruction géométrique GEANT4

2 Qualification du détecteur

2.1 Efficacité de détection

L'efficacité du détecteur BiPo est dominée par la capacité de la particule α à sortir de la feuille source et déposer une énergie suffisante dans le scintillateur pour passer le seuil.

L'évolution de l'efficacité de détection d'un événement *BiPo* en fonction de la masse surfacique des feuilles de sélénium et d'aluminium [Tab. 9.2] a été simulée au moyen de GEANT4.

Les résultats de cette étude comparative sont représentés sur la figure 9.2.

L'efficacité de détection d'un événement *BiPo* émis depuis la feuille d'aluminium est plus faible que pour une feuille de sélénium de même masse surfacique. Ceci s'explique par la différence des rapports Z/A des éléments.

Masse surfacique ($\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$)	Epaisseur de la feuille (μm)	
	Se	Al
20	42	75
40	84	150
60	126	225
80	168	300
Masse volumique	$4.79 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$	$2.70 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$

TAB. 9.2: Epaisseur de feuilles de ^{82}Se et Al à mêmes masses surfaciques

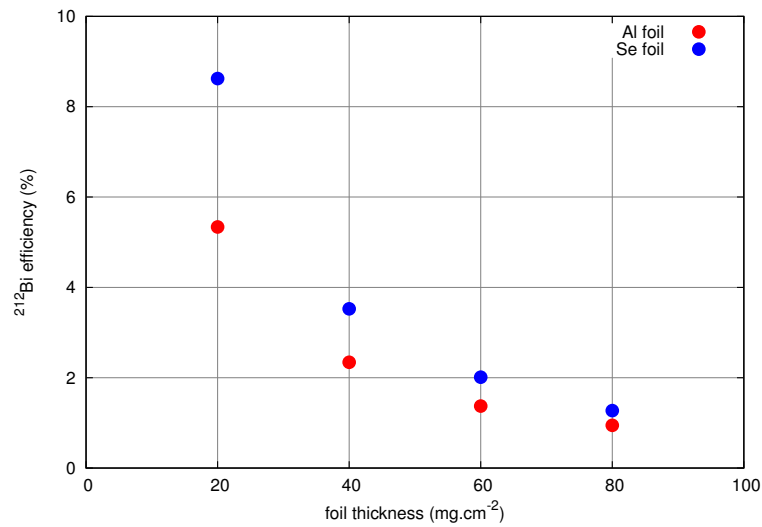


FIG. 9.2: Evolution de l'efficacité de mesure de la contamination en ^{212}Bi par détection d'un évènement *BiPo* en fonction de l'épaisseur des feuilles de ^{82}Se et Al

En effet, ce rapport est plus grand dans le cas de l'aluminium $\left(\frac{13}{27} = 0.48\right)$ que dans celui du sélénium $\left(\frac{34}{82} = 0.41\right)$ et l'ionisation produite par la particule α s'en trouve augmentée, réduisant sa probabilité d'extraction.

De plus, la probabilité qu'une particule α , issue d'une feuille de ^{82}Se de $40\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$, dépose plus de 150keV dans le scintillateur dans lequel elle est détectée est voisine de 4% . Aussi, le détecteur doit présenter un seuil en énergie suffisamment bas pour être sensible aux particules α émises depuis l'épaisseur de la feuille source. C'est ce que montre la figure 9.3.

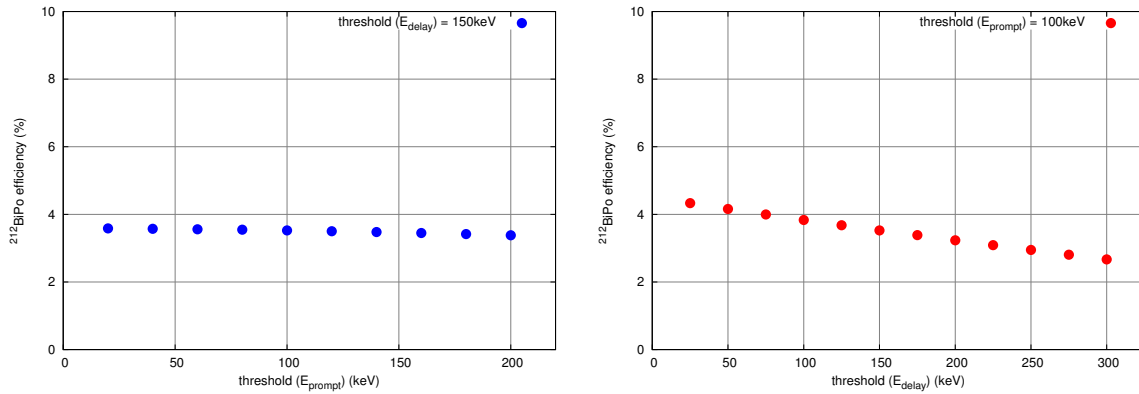


FIG. 9.3: Influence des seuils en énergie sur l'efficacité de mesure de la contamination en ^{212}Bi de feuilles de Se de $40\mu\text{m}$ d'épaisseur; à gauche : le seuil α est fixé à 150keV et l'influence du seuil β est appréciée; à droite : le seuil β est fixé à 100keV et l'influence du seuil α est appréciée

Le seuil en énergie appliqué au β a, au contraire, peu d'influence sur l'efficacité de détection [Fig. 9.3].

2.2 Facteur de quenching

La lumière de scintillation produite par l'interaction d'une particule α est inférieure à celle produite par l'interaction d'un électron de même énergie, du fait du pouvoir d'arrêt plus important de la première. Le facteur de quenching ($Q(E_{\alpha}^{\text{dep}})$) est défini par le rapport de l'énergie déposée par la particule (E_{α}^{dep}) sur l'énergie convertie sous forme de lumière (E_{α}^{scin}) :

$$Q(E_{\alpha}^{\text{dep}}) = \frac{E_{\alpha}^{\text{dep}}}{E_{\alpha}^{\text{scin}}} \quad (9.1)$$

Ce facteur est supérieur à 1 et dépend de l'énergie déposée par la particule α . Pour le déterminer, une source de ^{241}Am a été utilisée. La particule α émise par la source, d'énergie 5.5MeV , a été écrantée successivement par plusieurs épaisseurs de feuilles de Mylar de $6\mu\text{m}$, réduisant son énergie d'un facteur déterminé par simulation Monte-Carlo. Le résultat de ces

mesures est présenté sur la figure 9.4.

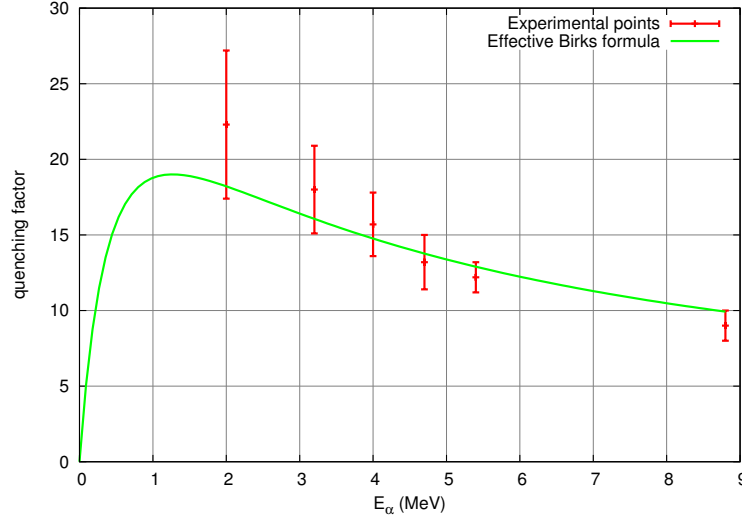


FIG. 9.4: Facteur de quenching pour des particules α de différentes énergies ; valeurs expérimentales et formule de Birks effective, utilisée pour les simulations Monte-Carlo

Une série de mesures similaires a été réalisée en collimatant la source de ^{241}Am et en utilisant l'air comme écran. Les résultats obtenus sont compatibles avec la première mesure.

Dans le cas d'un dépôt d'énergie dans un scintillateur plastique, la quantité de lumière générée peut aussi être calculée par la formule de Birks [101] [Fig. 9.4] :

$$\frac{dL}{dx} = L_0 \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} \quad (9.2)$$

où L_0 est la lumière au minimum d'ionisation et k_B , la constante de Birks ; ici $k_B = 9.01 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{MeV}^{-1}$.

Ainsi, une particule α déposant 2.5 MeV dans le scintillateur produira une énergie de scintillation voisine de 150 keV.

2.3 Fonction de réponse du détecteur

Les fonctions de réponse de chaque scintillateur ont été déterminées en déplaçant des sources de ^{207}Bi et ^{241}Am à leur surface. Ces mesures ont révélé une collection de lumière moins efficace sur les bords des scintillateurs, comme le montre la figure 9.5, dont les résultats sont ceux obtenus pour le module 1.

Ainsi, la charge collectée par le dépôt d'une même quantité d'énergie déposée au centre ou sur un bord du scintillateur peut varier de 40 %. Par ailleurs, cette étude a permis de constater une dégradation de la résolution près des bords [Fig. 9.5].

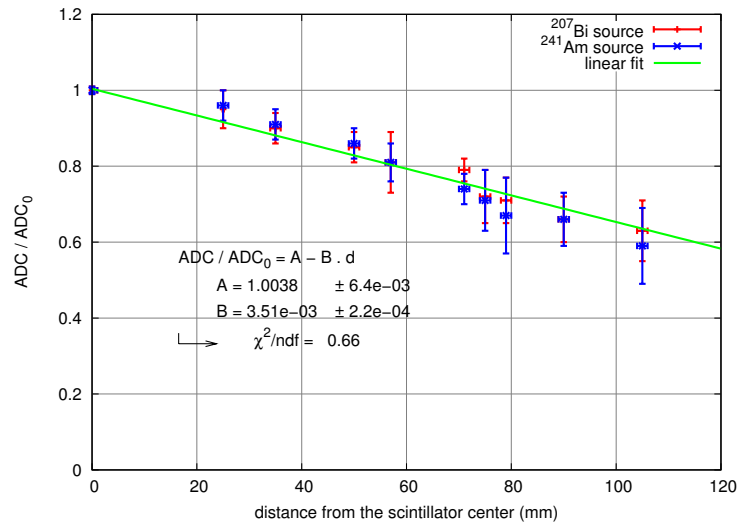


FIG. 9.5: Collection de lumière en fonction de la distance de la source au centre du scintillateur; en rouge et bleu : données réelles; en vert : ajustement linéaire

2.4 Taux de déclenchement et temps mort

Le fonctionnement intrinsèque des cartes Matabq impose au système de détection un temps mort, principalement dû au temps de lecture des données numériques à travers le bus VME.

La figure 9.6 présente la répartition des intervalles de temps entre deux évènements de bruit de fond successifs. Cette distribution suit une loi exponentielle décroissante. Le surplus d'évènements à petit Δt s'explique par le système de *buffer* des cartes Matabq. En effet, chacune des voies est interrogée avant la numérisation des signaux de la carte ayant déclenché, instaurant un système de "file d'attente". L'intervalle de temps minimum entre deux évènements successifs définit le temps mort. Celui-ci dépend du nombre de cartes Matabq utilisées lors de l'acquisition. Le tableau 9.3 présente les valeurs de temps morts obtenues pour les différentes configuration de l'acquisition.

Nombre de cartes Matabq	Temps mort (ms)
2	10.5 ± 0.5
4	15.0 ± 0.5
5	17.5 ± 0.5
7	21.5 ± 0.5
9	24.5 ± 0.5
10	29.0 ± 0.5

TAB. 9.3: Temps morts du système d'acquisition BiPo

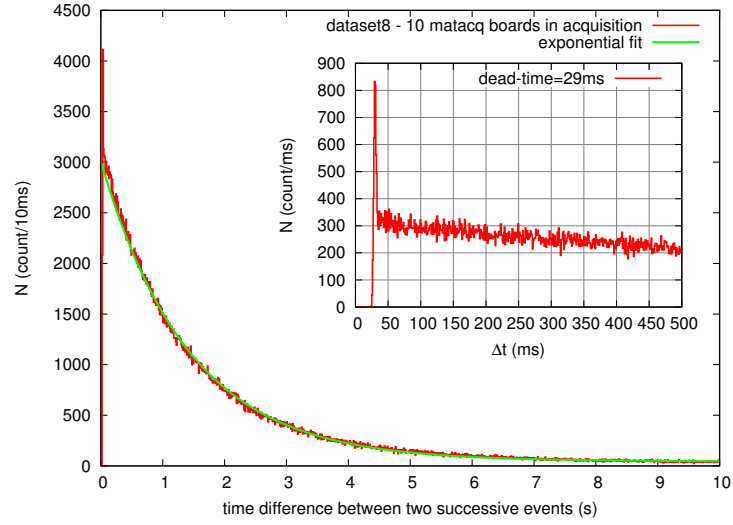


FIG. 9.6: Distribution des intervalles de temps entre deux événements successifs (l'insert est un agrandissement du début de la distribution); configuration présentant 10 cartes Matacq en acquisition; en rouge : données réelles; en vert : ajustement exponentiel

3 Etalonnage

L'étalonnage en temps et en énergie des modules BiPo1 est réalisé à l'aide d'une source de ^{54}Mn , dont le schéma de décroissance est rappelé par la figure 9.7. Le ^{54}Mn décroît vers le ^{54}Cr , stable, par capture électronique, avec émission d'un γ monoénergétique de 835 keV.

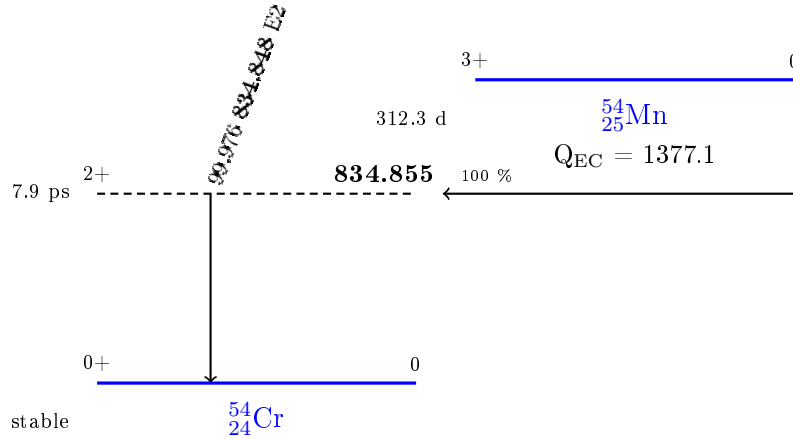


FIG. 9.7: Schéma de décroissance du ^{54}Mn

Etant donnée l'énergie des γ mis en jeu, ceux-ci interagissent essentiellement par effet Compton, comme en atteste le graphe de la figure 9.8.

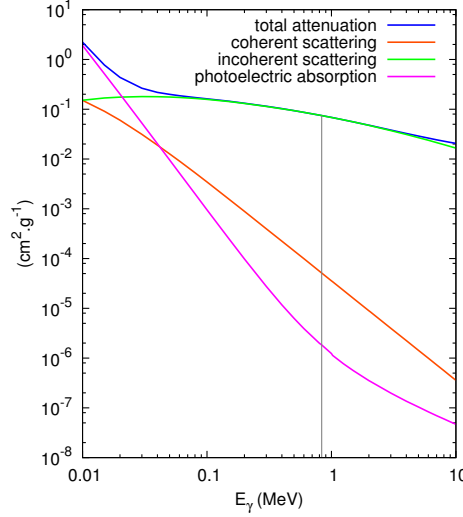


FIG. 9.8: Probabilité d'absorption d'un photon par le scintillateur plastique, en fonction de son énergie incidente

Ainsi, la probabilité d'absorption d'un photon de 835 keV est de $7.46 \times 10^{-2} \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ [102], soit un taux d'absorption de près de 0.09 cm^{-1} .

3.1 Etalonnage en temps

La mesure du temps est une information fondamentale puisqu'elle permet la signature des évènements *BiPo*.

Seuls les évènements présentant un dépôt d'énergie en temps dans chacun des deux scintillateurs permettent l'étalonnage en temps. Ces évènements peuvent être dus :

- à une double interaction Compton ;
- à une interaction Compton et détection de l'électron diffusé dans le second scintillateur ; ce type d'évènements ne peut être détecté que si le vertex de l'interaction est suffisamment proche de l'interface des scintillateurs.

Ces deux modes d'interaction sont illustrés par la figure 9.9.

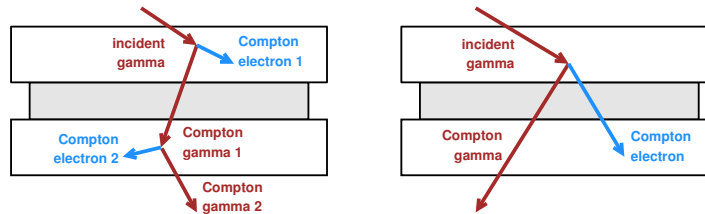


FIG. 9.9: Doubles interactions dans un module de BiPo1 soumis à une source γ

Par ailleurs, le photon résultant de la première interaction est diffusé préférentiellement vers l'avant [103], favorisant la probabilité de double interaction Compton, comme le montre la figure 9.10, obtenue à partir de la formule de Klein-Nishina [Eq. 9.3] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \times \alpha^2 r_c^2 \times P(E_\gamma, \theta)^2 \times (P(E_\gamma, \theta) + P(E_\gamma, \theta)^{-1} - 1 + \cos^2(\theta)) \quad (9.3)$$

où α est la constante de structure fine, θ l'angle de diffusion, $r_c = \frac{\hbar}{m_e c}$ le rayon Compton de l'électron et $P(E_\gamma, \theta) = \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)}$ le rapport de l'énergie du photon avant et après diffusion.

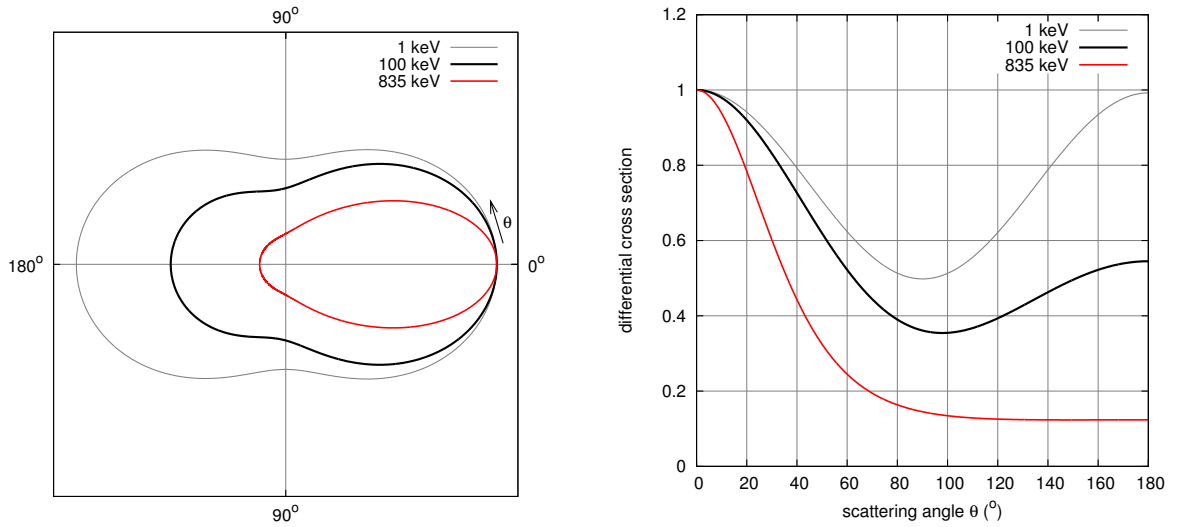


FIG. 9.10: Section efficace de diffusion, d'après l'équation 9.3 ; à gauche : en coordonnées polaires ; à droite : en coordonnées cartésiennes

Lorsqu'un photon est à l'origine d'une interaction dans chacun des deux scintillateurs d'un module, les événements sont quasi-simultanés, ce qui permet de mesurer directement le déphasage en temps entre les deux PMs et l'électronique qui leur est associée.

Pour exemple, la répartition des différences de temps entre deux scintillateurs d'un même module est reportée sur la figure 9.11. Dans cet exemple, le scintillateur du haut (top) marque une avance en temps de 1.9 ± 0.4 ns sur le scintillateur du bas (bottom) ; valeur qui est retranchée lors de l'analyse, pour reconstruire la synchronisation en temps du module.

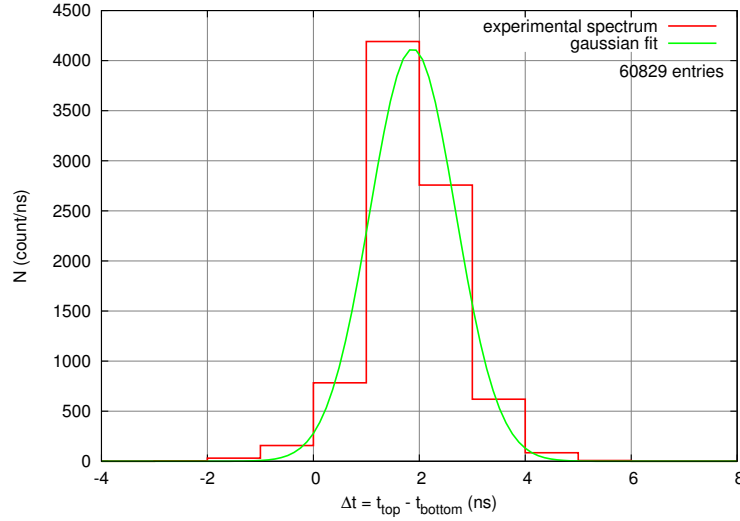


FIG. 9.11: Etalonnage en temps d'un module de BiPo1 avec une source de ^{54}Mn ; en rouge : données réelles; en vert : ajustement gaussien

3.2 Etalonnage en énergie

Un spectre en charge des signaux obtenus lors de la calibration, avec la source de ^{54}Mn , fait apparaître un plateau Compton, dont l'énergie du front est donnée par la formule 9.4 :

$$E_{CE} = E_{\gamma} \times \frac{\frac{2E_{\gamma}}{m_e c^2}}{1 + \frac{2E_{\gamma}}{m_e c^2}} \quad (9.4)$$

Pour la source de ^{54}Mn , $E_{\gamma} = 835 \text{ keV}$, ce qui conduit à $E_{CE} = 639 \text{ keV}$.

La figure 9.12 montre le résultat de la simulation de la réponse en énergie d'un module BiPo1 soumis à une source de ^{54}Mn . L'énergie du front Compton mesurée est décalée de quelques keV par rapport à la valeur attendue à cause de la résolution en énergie du dispositif et à la fonction de réponse du scintillateur, intrinsèquement liée à la distance du vertex de l'interaction à son centre [Sec. 2.3].

L'étalonnage en énergie des modules BiPo1 est réalisé par ajustement du spectre simulé sur les données réelles acquises en présence de la source de ^{54}Mn . La procédure est illustrée par la figure 9.13.

Par ailleurs, l'amplitude des signaux est proportionnelle à la charge déposée dans le scintillateur. C'est ce qu'illustre la figure 9.14. Ceci s'explique par le caractère homothétique des signaux et à la linéarité des PMs dans le domaine d'énergie où ils sont utilisés.

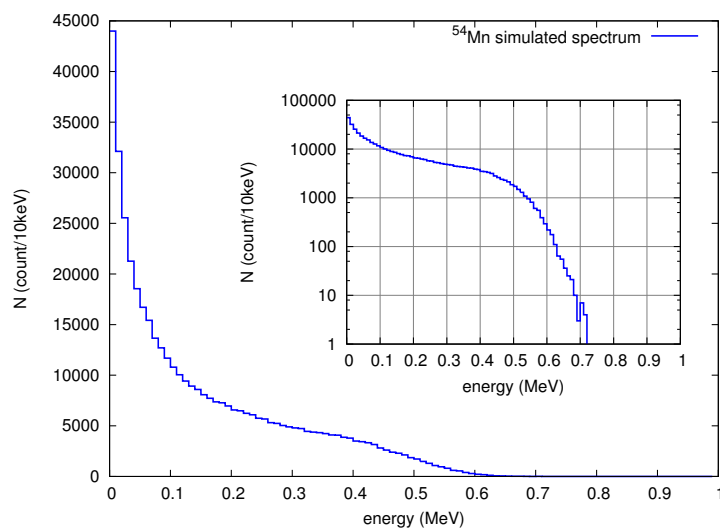


FIG. 9.12: Spectre simulé de la réponse en énergie d'un module BiPo en présence d'une source de ^{54}Mn ; l'insert est une représentation en échelle logarithmique

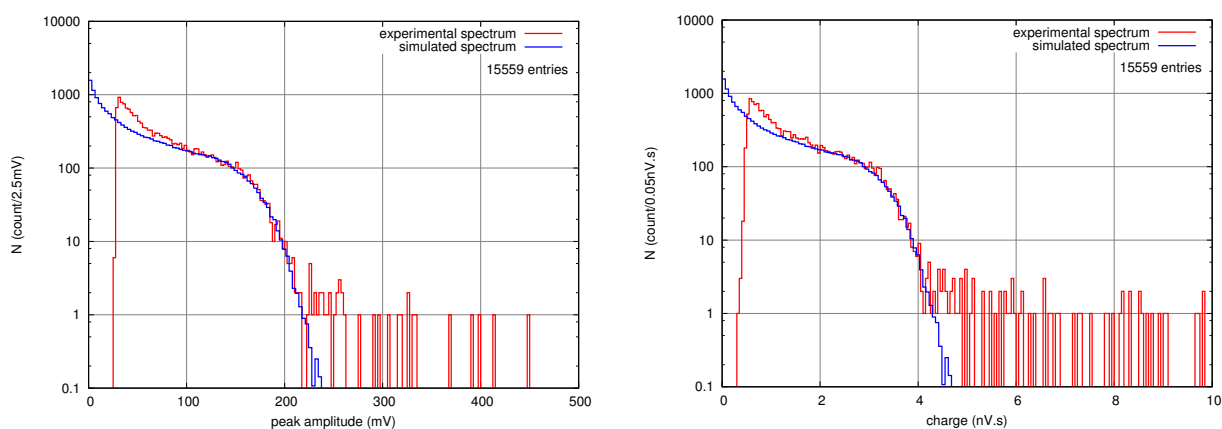


FIG. 9.13: Etalonnage en énergie d'un module de BiPo1 avec une source de ^{54}Mn à partir de l'amplitude puis de la charge du signal ; en rouge : données réelles ; en bleu : données simulées

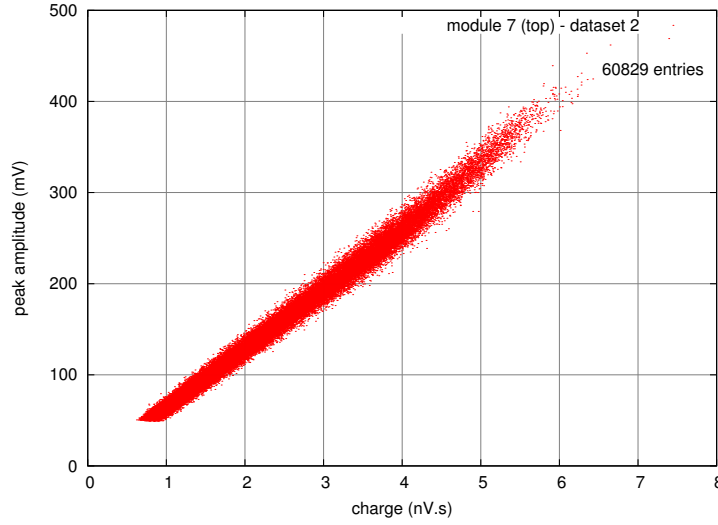


FIG. 9.14: Distribution de la charge en fonction de l'amplitude du signal

4 Signature d'un évènement *BiPo*

Un évènement *BiPo* est caractérisé par un signal prompt d'une énergie supérieure au seuil β dans un scintillateur, sans signal d'amplitude supérieure à 5 mV en coïncidence dans le second, et un signal retardé d'une énergie supérieure au seuil α dans le second scintillateur, sans signal d'amplitude supérieure à 5 mV en coïncidence dans le premier. Les valeurs des seuils β et α sont discutés dans la suite de ce chapitre.

Par ailleurs, le délai entre les deux signaux doit être supérieur à 20 ns pour rejeter les évènements dus à des particules externes produites par des cosmiques ou des γ de haute énergie [Sec. 3]. Enfin, le délai maximum entre deux hits est fixé par la dynamique des cartes Matacq et trigger. Il est de $2.5 \mu\text{s}$ pour la recherche de cascades *BiPo* du ^{212}Po , ce qui permet de marquer 99.7% des évènements, et de 1 ms pour la recherche de cascades *BiPo* du ^{214}Bi , correspondant à six périodes radioactives de l'isotope.

Un exemple d'évènement de décroissance du ^{212}Po par processus *BiPo* est présenté sur la figure 9.15.

5 Validation du procédé *BiPo*

Le module 1 du détecteur BiPo1 est dédié à la validation de la méthode de mesure *BiPo*, décrite en section 1.

Une feuille d'Aluminium contaminée en ^{212}Bi est placée entre les deux scintillateurs du module. L'activité de cette feuille a été préalablement mesurée à l'aide d'un détecteur HPGe [Eq. 9.5] :

$$A_{HPGe}(^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po}) = (0.19 \pm 0.03) \text{ Bq}\cdot\text{kg}^{-1} \quad (9.5)$$

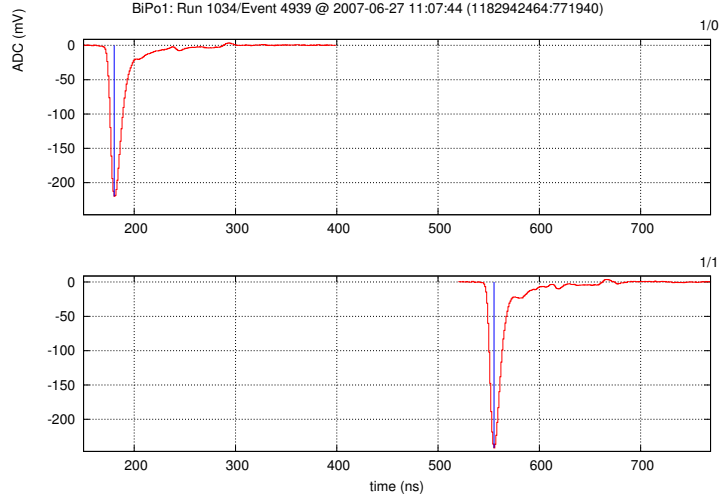


FIG. 9.15: Exemple d'évènement *BiPo* (*back-to-back*)

Son épaisseur totale est de $150\mu\text{m}$, soit $40\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$, c'est à dire de la même épaisseur surfacique que les feuilles sources de SUPERNEMO.

5.1 Dépôts d'énergie dans les scintillateurs opposés

Après 160 jours de prise de données, 1309 évènements ont été détectés, avec une énergie β supérieure à 200 keV déposée dans un scintillateur et une énergie α supérieure à 100 keV déposée dans le second, sans autre dépôt d'énergie supérieur à 10 keV dans l'un ou l'autre des deux scintillateurs. De tels évènements sont qualifiés de *back-to-back*.

Considérant une efficacité de détection de $3.7 \pm 0.1\%$, obtenue par simulation Monte-Carlo, une limite supérieure à l'activité massique de la feuille d'aluminium $A(^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po})$ est calculée en attribuant tous les évènements à la contamination de cette feuille [Eq. 9.6] :

$$A(^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po}) \leq \frac{N}{T \times \epsilon \times m_{Al}} \quad (9.6)$$

où N est le nombre d'évènements détectés pendant le temps d'acquisition T , ϵ l'efficacité de détection du processus *BiPo* et m_{Al} la masse totale de la feuille d'aluminium :

$$\begin{aligned} m_{Al} &= l \times L^2 \times \rho_{Al} \\ &= 150 \times 10^{-4} \times 20^2 \times 2.7 \\ &= 16.2 \text{ g} \end{aligned}$$

où l est l'épaisseur de la feuille, L son côté et ρ_{Al} la masse volumique de l'aluminium.

L'activité massique de la feuille d'aluminium, ainsi obtenue [Eq. 9.7], est compatible avec la mesure HPGe [Eq. 9.5] :

$$A(^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po}) = (0.16 \pm 0.02) \text{ Bq}\cdot\text{kg}^{-1} \quad (9.7)$$

Par ailleurs, la distribution des intervalles de temps entre les deux particules suit une décroissance exponentielle compatible avec une demi-vie $T_{1/2}$ de 300 ns, comme le montre la figure 9.16, sur laquelle se superposent les mesures obtenues et un ajustement exponentiel de celles-ci.

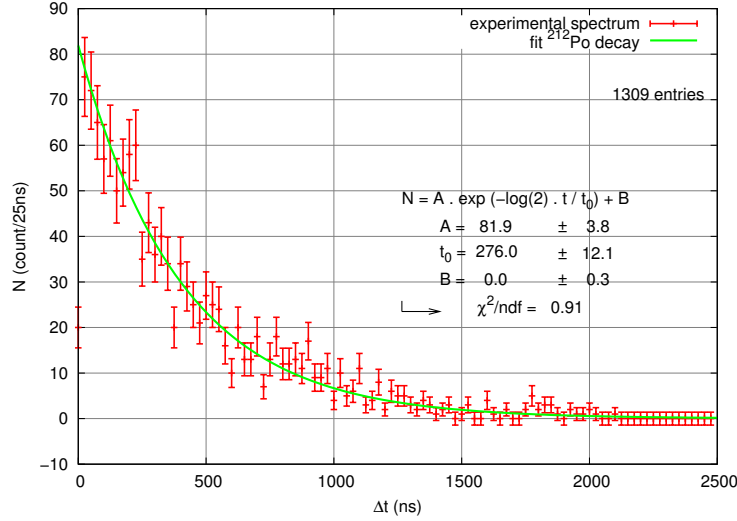


FIG. 9.16: Décroissance du ^{212}Po - évènements *back-to-back* du module 1 ; en rouge : données réelles ; en vert : ajustement exponentiel

La mesure de la contamination de la feuille d'aluminium par le procédé *BiPo* et la distribution des délais entre les évènements prompt et retardé [Fig. 9.16] attestent de la validité de la méthode de mesure. Les spectres du signal β et α retardé, présentés par la figure 9.17, sont également compatibles avec les spectres en énergie attendus.

Le spectre en énergie du premier signal correspond à un spectre typique à $Q_\beta = 2.25$ MeV ; l'énergie maximale du second avoisine 1 MeV, ce qui est compatible avec le spectre attendu pour les α de 8.78 MeV du ^{212}Po , considérant un facteur de quenching de 10 [Fig. 9.4].

Ainsi, cette étude a permis de prouver la faisabilité de mesurer la contamination interne en ^{208}Tl d'une feuille, par détection de la cascade *BiPo*, avec une efficacité de $3.7 \pm 0.1\%$.

5.2 Dépôts d'énergie dans le même scintillateur

Afin d'augmenter l'efficacité de détection des évènements *BiPo*, il est néanmoins intéressant de rechercher les évènements dont les deux particules β et α retardé ont déposé leur énergie dans le même scintillateur, et ce, en dépit d'une augmentation du taux de comptage induit par le bruit de fond [Sec. 3]. De tels évènements sont qualifiés de *same-side*. La figure 9.18 en illustre un exemple.

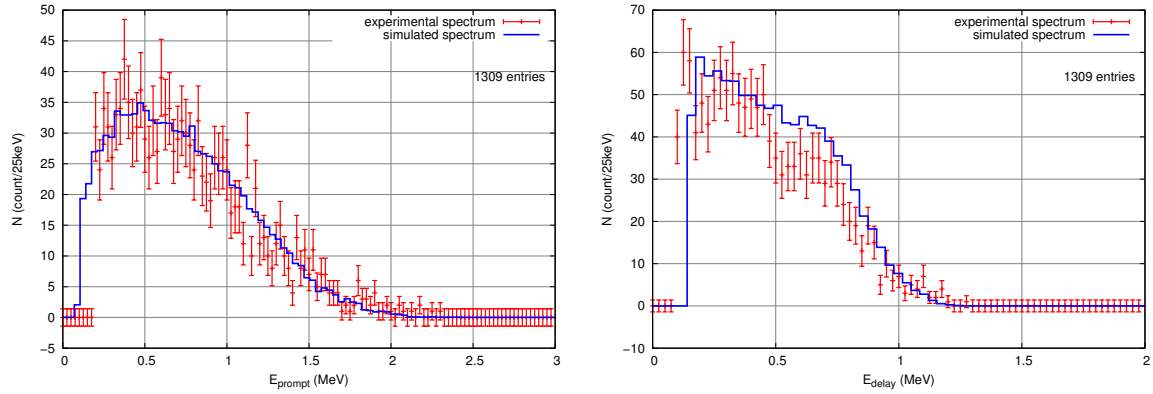


FIG. 9.17: Spectres en énergie des évènements β et α retardé - évènements *back-to-back* du module 1 ; en rouge : données réelles ; en bleu : données simulées

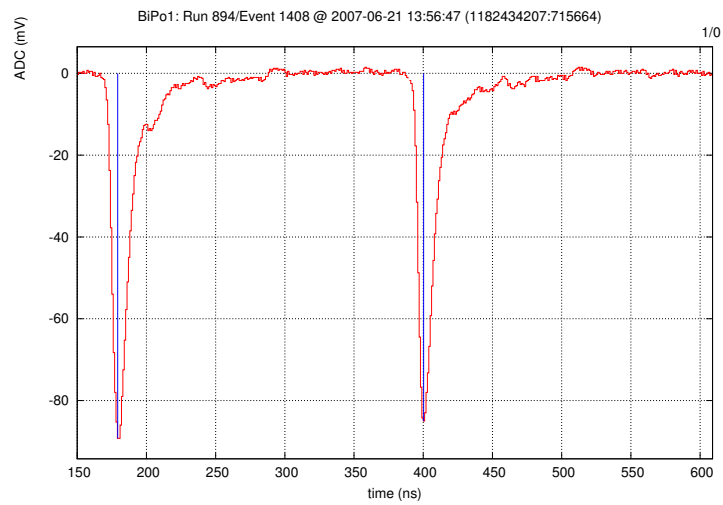


FIG. 9.18: Exemple d'évènement *BiPo* (*same-side*)

1673 évènements de ce type présentent un délai supérieur à 150 ns, une énergie déposée par le β supérieure à 200 keV et une énergie déposée par la particule α , dans le même scintillateur, supérieure à 100 keV.

Considérant une efficacité de détection du processus *BiPo* de $4.2 \pm 0.1 \%$, déterminée par simulations Monte-Carlo, et en attribuant tous les évènements observés à une contamination de surface du détecteur, cette mesure permet un nouveau calcul de l'activité de la feuille de calibration à l'aide de l'équation 9.6. L'activité résultante [Eq. 9.8] est de nouveau compatible avec les mesures précédentes, obtenues par spectrométrie γ et par détection de cascades *BiPo* dites *back-to-back* :

$$A(^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po}) \leq (0.18 \pm 0.02) \text{ Bq}\cdot\text{kg}^{-1} \quad (9.8)$$

5.3 Discrimination β/α

L'analyse précédente a permis d'isoler des évènements candidats *BiPo*, desquels deux lots peuvent être distingués : β et α . Aussi, une analyse de forme des signaux de PMs de ces deux lots autorise une meilleure identification des particules détectées. C'est là l'enjeu du travail présenté dans cette section.

La figure 9.19 présente la moyenne des signaux candidats α et β renormalisés. Le maximum d'amplitude est ajusté sur 20 ns afin de visualiser le front montant du signal.

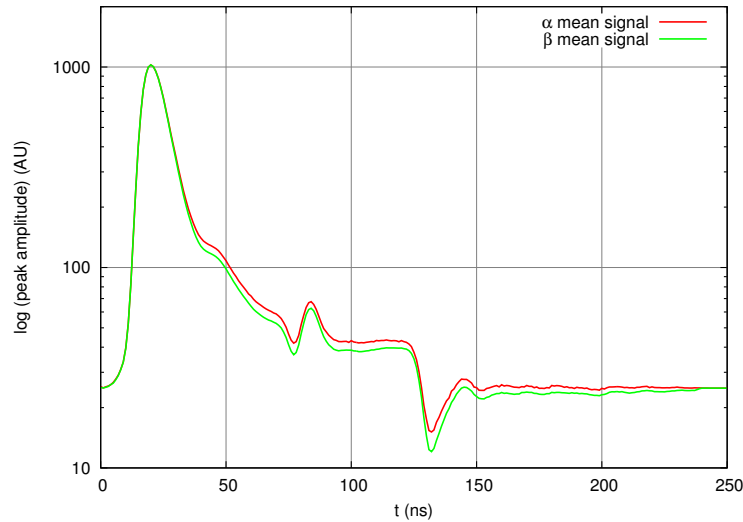


FIG. 9.19: Signaux moyens α et β – évènements *back-to-back* du module 1

Dans le scintillateur, des états de constantes de temps plus longues se trouvent excités par les particules α , justifiant de plus de lumière dans la composante lente du signal. Le facteur de

discrimination est directement suggéré par cette différence. Ainsi, χ est défini comme le rapport de la composante rapide du signal sur la charge totale [Eq. 9.9] :

$$\chi = \frac{q}{Q} \quad (9.9)$$

Afin de maximiser la différence de forme du signal entre l'électron et la particule α , la variable χ est tracée en fonction de la profondeur d'intégration de la composante rapide [Fig. 9.20].

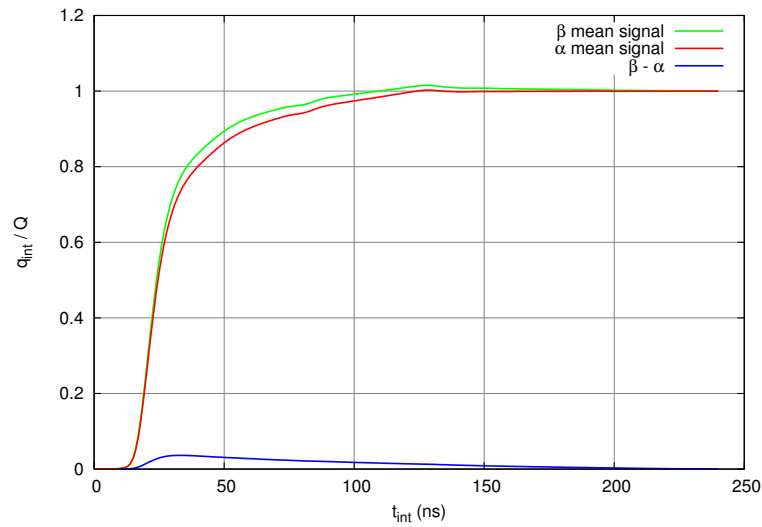


FIG. 9.20: Rapport $\frac{q}{Q}$ en fonction de la largeur d'intégration de la composante rapide

Ainsi, la valeur optimale du coefficient χ est obtenue à $t_{int} = 30$ ns. La charge rapide est donc définie comme l'intégrale du signal entre 20 ns avant le maximum d'amplitude et 10 ns après. La figure 9.21 présente la répartition de χ pour chacun des deux lots.

Pour exemple, une coupure à $\chi < 0.7$ permet de préserver 56% des particules α comme telles alors que seuls 2% des électrons sont mal interprétés. C'est ce que montre la figure 9.22. La qualité de la discrimination β/α reste néanmoins insuffisante pour être utilisée comme critère de sélection des événements *BiPo*.

6 Suivi des gains des PMs : Modules 4 à 8

Un suivi des gains des PMs a été expérimenté sur cinq des modules PMMA de BiPo1. Il s'agit des modules numérotés 4 à 8. Sur la face arrière de chacun des scintillateurs de ces modules, environ 1 μ L d'une solution liquide contenant du ^{241}Am , dont le schéma de

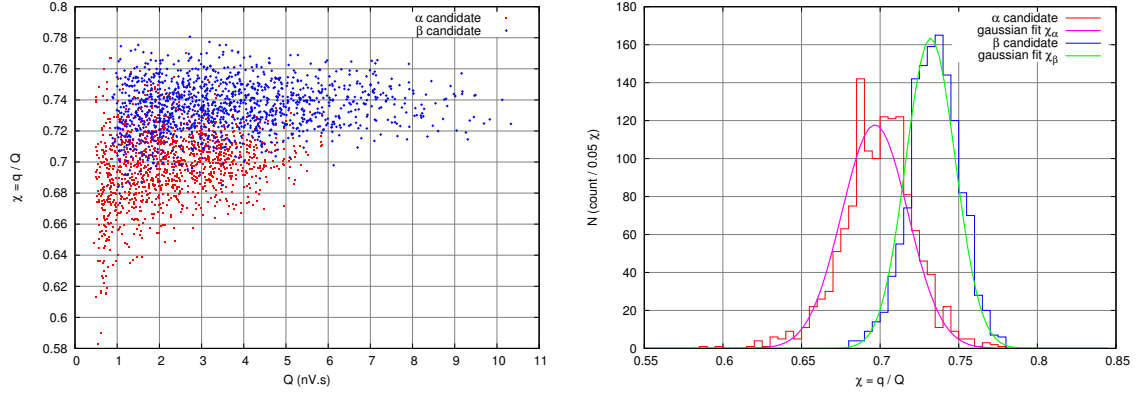


FIG. 9.21: Distribution de χ ; à gauche : en fonction de la charge totale Q ; à droite : sous forme d'histogramme

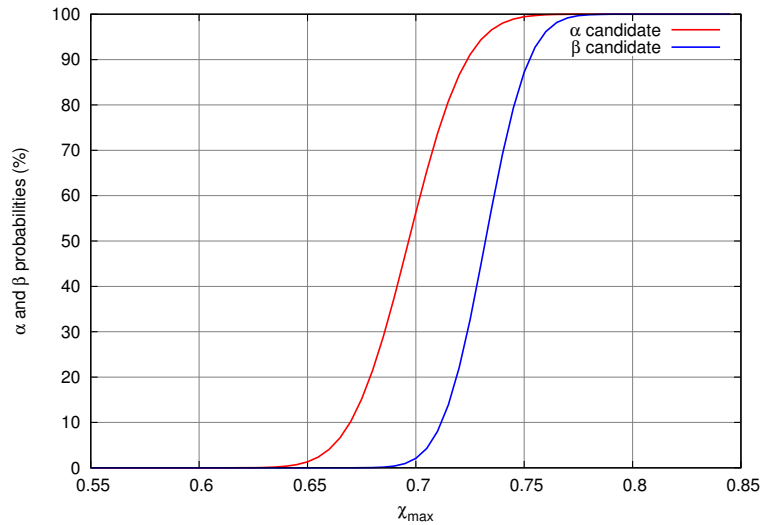


FIG. 9.22: Distribution des probabilités de sélectionner un électron ou un α en fonction du facteur de discrimination choisi

désintégration est rappelé par la figure 9.23, a été déposé avant collage du guide de lumière.

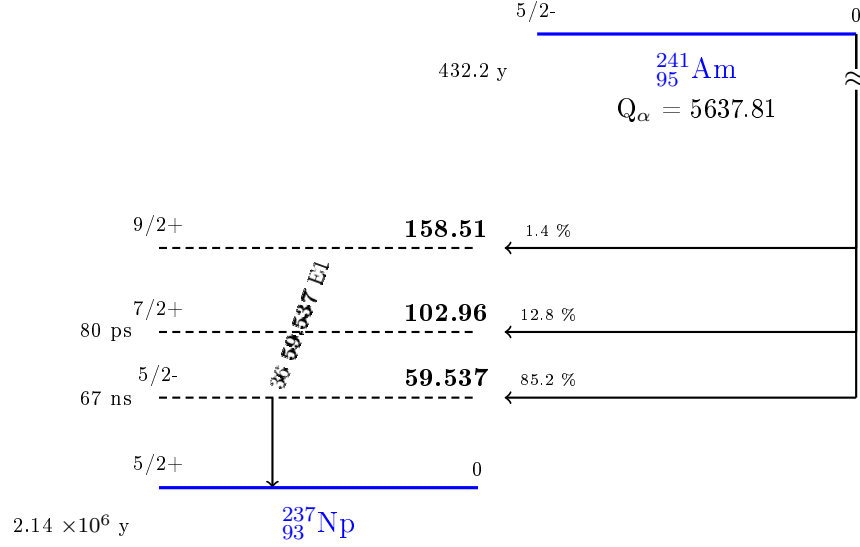


FIG. 9.23: Schéma de décroissance simplifié du ^{241}Am (seules les transitions dont le rapport d'embranchement est supérieur à 1 % y figurent)

Ainsi, la contamination due au dépôt de ^{241}Am sur un scintillateur donné est mesurée par l'interaction d'une particule α dans ce même scintillateur et l'interaction d'un rayonnement γ de désexcitation du ^{237}Np de 60 keV, retardé de 67 ns, dans l'un ou l'autre des deux scintillateurs. Ces événements sont sélectionnés pour chacun des modules présentant un tel dépôt. Le retard minimum est choisi à 200 ns, de sorte à discriminer deux événements lorsqu'ils ont interagi dans le même scintillateur.

La figure 9.24 représente la distribution des retards entre les particules α et γ , prenant pour exemple la partie inférieure du module 6, durant la phase d'acquisition 8 (271 jours). La décroissance obtenue est compatible avec un retard de 67 ns, ce qui permet de valider les critères de sélection choisis.

Pour vérifier la stabilité du PM, il convient de tracer la distribution de la charge de la particule α , au cours du temps. C'est ce que représente la figure 9.25, pour l'exemple précédent. Ainsi, bien que le taux de comptage diminue, la charge de la particule α de décroissance du ^{241}Am est constante au cours du temps. Ceci atteste de la stabilité des PMs de BiPo1 et de l'électronique associé.

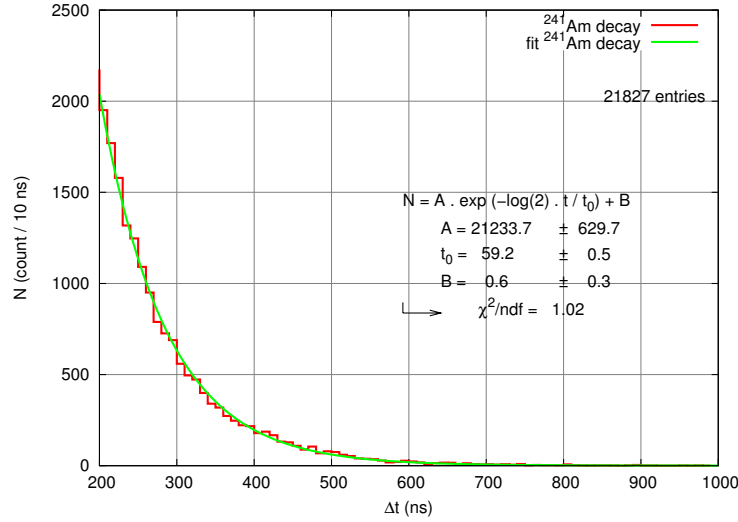


FIG. 9.24: Distribution des intervalles de temps entre deux évènements dus à la désexcitation du ^{237}Np ; en rouge : données réelles ; en vert : ajustement exponentiel

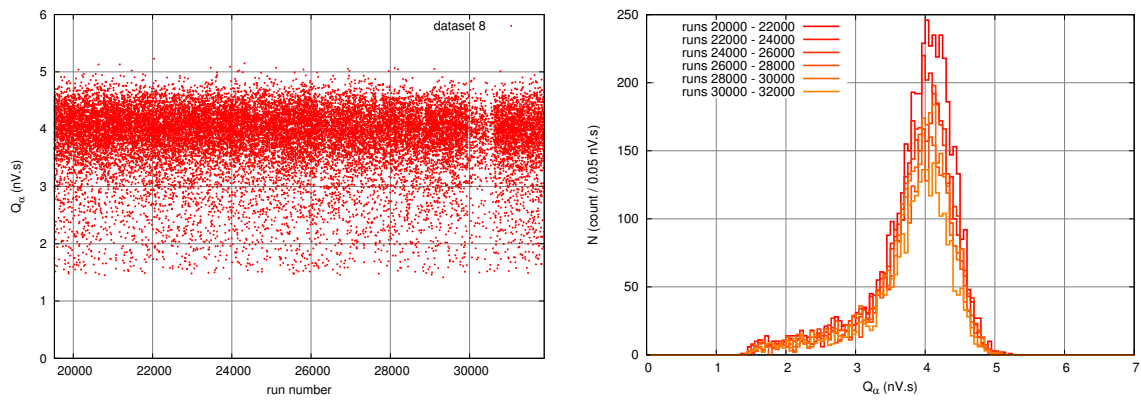


FIG. 9.25: Distribution de la charge de la particule α de décroissance du ^{241}Am

7 Mesure de la radiopureté des modules

La mesure de la contamination intrinsèque du détecteur BiPo1 consiste en la détection d'évènements de type *BiPo* dans des modules placés en conditions expérimentales, sans source à mesurer.

7.1 Contamination de volume en ^{208}Tl : Module 3

Seule la contamination en ^{208}Tl a été mesurée en volume de BiPo1, du 30 juin 2007 au 4 décembre 2007, soit 167 jours de prise de données.

Le module 3 est dédié à cette mesure. Il est composé de deux scintillateurs plastiques épais de 10 cm :

- l'un issu de la production du JINR² composant le calorimètre de NEMO3 ;
- l'autre provenant d'une production plus récente du JINR, développée courant 2007.

Une éventuelle contamination de volume des scintillateurs est caractérisée par deux signaux en coïncidence retardée issus du même PM. Le délai entre les deux signaux est imposé supérieur à 500 ns de sorte à limiter le recouvrement entre les contributions β et α . Par ailleurs, étant donné que la particule α est entièrement contenue dans le scintillateur, l'énergie déposée par celle-ci est requise supérieure à 700 keV, soit 5σ de la résolution en énergie en-deçà de la valeur attendue : 1 MeV.

Une simulation Monte-Carlo permet d'estimer l'efficacité de détection d'une décroissance du ^{212}Bi par cascade *BiPo* dans le volume des scintillateurs. Elle est de $16.2 \pm 0.1\%$ avec ces critères de sélection.

Or, 20 évènements ont été relevés :

- 14 provenant du scintillateur issu de la première production ;
- 6 provenant du scintillateur issu de la production développée en 2007.

Ces taux sont compatibles avec le nombre d'évènements *BiPo* attendus provenant du Mylar aluminisé qui enveloppe les blocs de scintillateurs. Si néanmoins ces évènements sont attribués à une contamination en ^{208}Tl dans le volume des scintillateurs, une limite supérieure à celle-ci est calculée à partir de l'expression 9.10 :

$$A_v(^{208}\text{Tl}) < \frac{0.36}{0.64} \times \frac{N}{V \times T \times \rho_{scin} \times \epsilon} \quad (9.10)$$

où N est le nombre d'évènements détectés, le rapport 0.36/0.64 permet de tenir compte des rapports d'embranchements de décroissance du ^{212}Bi [Fig. 5.1], $V \times T \times \rho_{scin} = 668 \text{ jours} \cdot \text{kg}$ est le produit masse-temps d'acquisition, avec $\rho_{scin} = 1.03 \text{ g} \cdot \text{cm}^3$, et $\epsilon = 0.162/0.64$ l'efficacité de détection d'une cascade *BiPo*.

La limite de contamination en volume obtenue est :

²Joint Institute for Nuclear Research - Dubna, Russie

- pour le scintillateur issu de la première production, de :

$$A_v(^{208}\text{Tl})_{\text{scin1}} < 0.52 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1} \quad (9.11)$$

- pour le scintillateur issu de la production développée en 2007, de :

$$A_v(^{208}\text{Tl})_{\text{scin2}} < 0.23 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1} \quad (9.12)$$

A noter qu'une contamination en volume de $A_v(^{208}\text{Tl}) < 0.23 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ provoquerait 0.005 évènements *BiPo back-to-back* par module et par mois, soit 1.5 par mois pour un détecteur de 12 m². Ce taux est compatible avec les contraintes de radiopureté exigées pour la mesure de contamination des feuilles sources de SUPERNEMO.

Par ailleurs, lors des mesures de contamination en volume, la carte trigger [Chap. 8, Sec. 2.2.2] n'était pas encore opérationnelle, ce qui justifie l'absence de mesure de contamination en ²¹⁴Bi dans le volume des scintillateurs BiPo.

7.2 Contamination en surface : Modules 9 à 11 et C1 à C10

Pour les raisons évoquées en section 3, une attention toute particulière doit être portée à la radiopureté de surface des scintillateurs de BiPo1. Ceux-ci sont obtenus par usinage de blocs produits pour NEMO3 à l'aide d'un diamant monocristallin, afin de les affiner. La face d'entrée de chacun d'eux est recouverte de 200 nm d'aluminium ultra-pur assurant l'isolation optique des blocs.

Chaque scintillateur est soigneusement nettoyé avant et après l'aluminisation. La procédure de nettoyage consiste en un lavage à l'acide acétique, un premier bain d'eau ultra-pure, un lavage au di-propanol et un second bain d'eau ultra-pure.

7.2.1 Contamination de surface en ²⁰⁸Tl

La contamination de surface en ²⁰⁸Tl de BiPo1 a été mesurée du 4 décembre 2007 au 2 juillet 2009, soit 576 jours de prise de donnée. De cinq à treize modules ont été dédiés à cette mesure sans échantillon. Elle a permis de relever trente évènements candidats *BiPo* avec une énergie β supérieure à 100 keV déposée dans un scintillateur et une énergie α supérieure à 150 keV déposée dans le second, en 258 jours·m² de prise de données, soit un taux d'évènements de 0.12 par jour·m².

Par ailleurs, la distribution des intervalles de temps entre les deux particules suit une décroissance exponentielle compatible avec une demi-vie $T_{1/2}$ de 300 ns. C'est ce que montre la figure 9.26 sur laquelle se superposent les mesures obtenues et un ajustement exponentiel de celles-ci.

Aussi, les spectre en énergie des particules β et α sont compatibles avec les spectres attendus [Fig. 9.27].

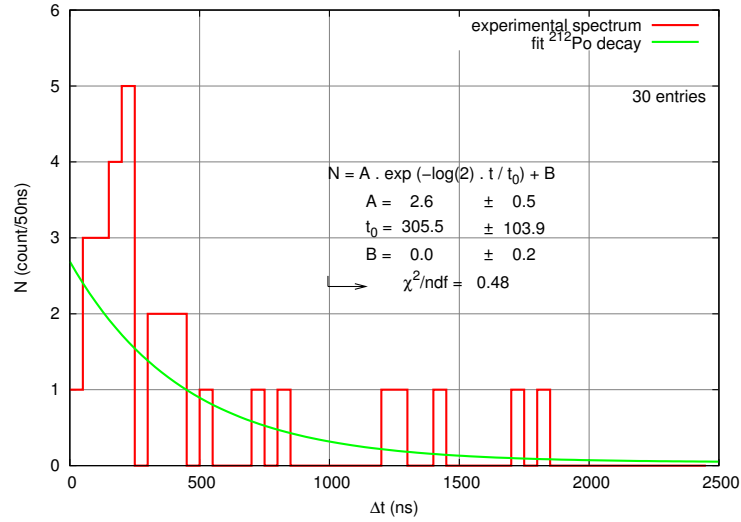


FIG. 9.26: Décroissance du ^{212}Po - évènements *back-to-back* des modules dédiés à la mesure de contamination de surface ; en rouge : données réelles ; en vert : ajustement exponentiel

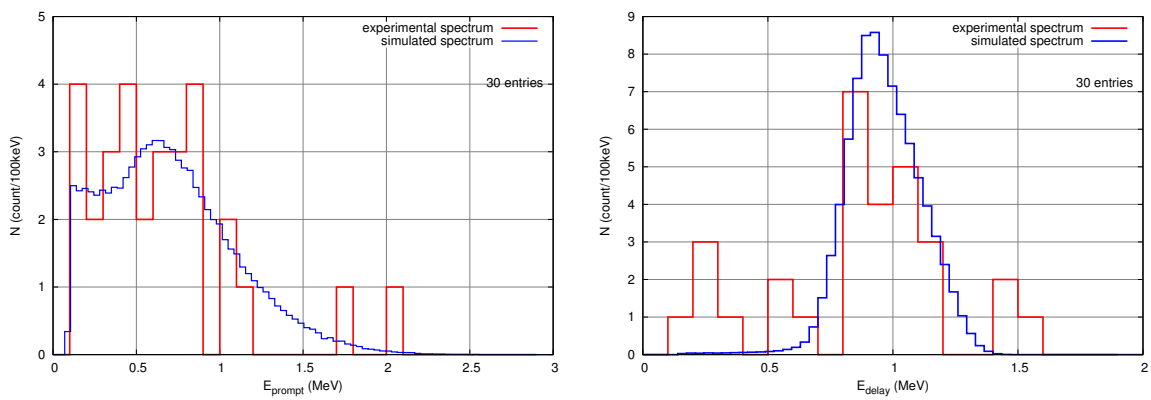


FIG. 9.27: Spectres en énergie des évènements β et α retardé du ^{212}Bi des modules dédiés à la mesure de contamination de surface ; en rouge : données réelles ; en bleu : données simulées

Or, l'efficacité de détection d'une décroissance du ^{212}Bi par cascade *BiPo* à la surface des scintillateurs et en l'absence de feuille source est estimée à $17.5 \pm 0.1\%$ par simulation Monte-Carlo. Par suite, la contamination en surface des scintillateurs de BiPo1 en ^{208}Tl est calculée à partir de l'équation 9.13 :

$$A_s(^{208}\text{Tl}) = \frac{0.36}{0.64} \times \frac{N}{2 \times S \times T \times \epsilon} \quad (9.13)$$

où $N = 30$ est le nombre d'évènements détectés, $S \times T = 258 \text{ jours} \cdot \text{m}^2$ est le produit surface-temps d'acquisition (le facteur 2 tient compte des deux faces du détecteur), et $\epsilon = 0.175/0.64$ est l'efficacité de détection d'une cascade *BiPo*.

Finalement, à partir de l'équation 9.13, la contamination en surface des scintillateurs de BiPo1 en ^{208}Tl est calculée [Eq. 9.14] :

$$A_s(^{208}\text{Tl}) = (1.4 \pm 0.2) \mu\text{Bq} \cdot \text{m}^{-2} \quad (9.14)$$

7.2.2 Contamination de surface en ^{214}Bi

La mesure de la contamination de surface en ^{214}Bi des scintillateurs est très dépendante de la qualité de la ventilation en air déradonisé dans l'enceinte.

Une première mesure a été réalisée du 9 octobre 2009 au 25 juin 2010 en utilisant les modules numérotés C1 à C5. Les scintillateurs de ces modules ont été enroulés entre trois couches de film alimentaire dont des mesures préliminaires ont montré une bonne herméticité au radon. Durant cette période, 1091 évènements candidats *BiPo* du ^{214}Bi ont été observés en $51.4 \text{ jours} \cdot \text{m}^2$ de prise de données. Ces évènements ont une signature en temps et en énergie β compatibles avec les distributions attendues, comme le montrent les figures 9.28 et 9.29. Le spectre en énergie de la particule α est en revanche mal reproduit, laissant présager que l'hypothèse d'une contamination de surface pourrait être invalide.

En effet, la répartition des évènements dans le temps montre un très fort accroissement du taux de comptage entre le 2 janvier 2010 et le 2 mars de la même année, coïncidant exactement aux dates entre lesquelles l'usine anti-radon a connu un problème de température la rendant inefficace [Fig. 5.9]. C'est ce que montre la figure 9.30.

Or, l'efficacité de détection d'une décroissance du ^{214}Bi par cascade *BiPo* dans le volume d'air séparant les deux scintillateurs est estimée à $\epsilon = 28.4 \pm 0.1\%$ par simulation Monte-Carlo. Ainsi, si tous les évènements *BiPo* détectés sont attribués à une contamination de cet air en radon, l'activité de l'air en fonction du temps peut être calculée en utilisant l'équation 9.15. C'est là le sens de l'axe de droite de la figure 9.30 :

$$A_{Rn} < \frac{N}{V \times T \times \epsilon} \quad (9.15)$$

où N est le nombre d'évènements *BiPo* détectés en un temps T , V est le volume d'air entre les scintillateurs. L'interstice est estimé à $100 \mu\text{m}$, menant à un volume de 4 mm^3 d'air par

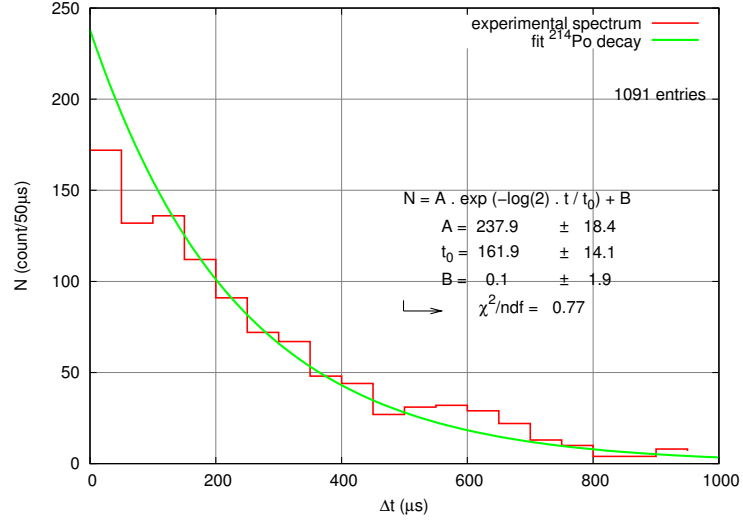


FIG. 9.28: Décroissance du ^{214}Po - évènements *back-to-back* des modules dédiés à la mesure de contamination de surface ; en rouge : données réelles ; en vert : ajustement exponentiel

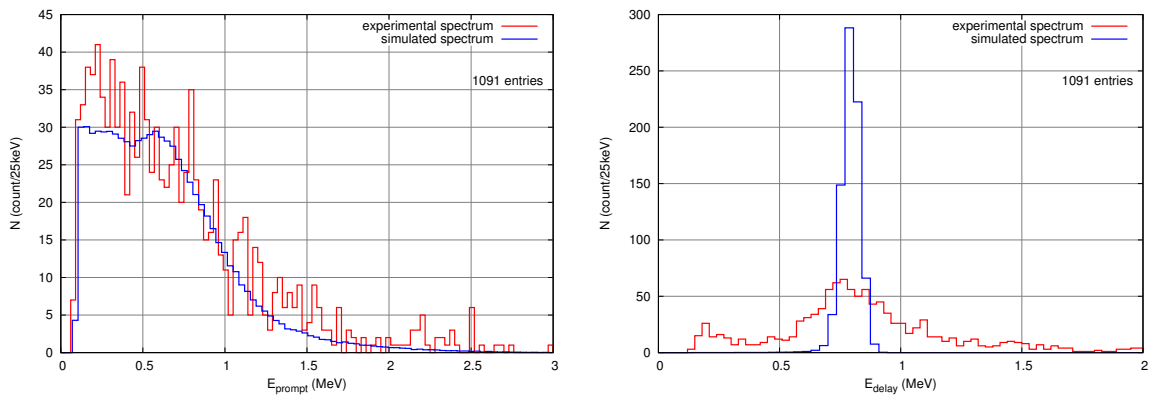


FIG. 9.29: Spectres en énergie des évènements β et α retardé du ^{214}Bi des modules dédiés à la mesure de contamination de surface ; en rouge : données réelles ; en bleu : données simulées

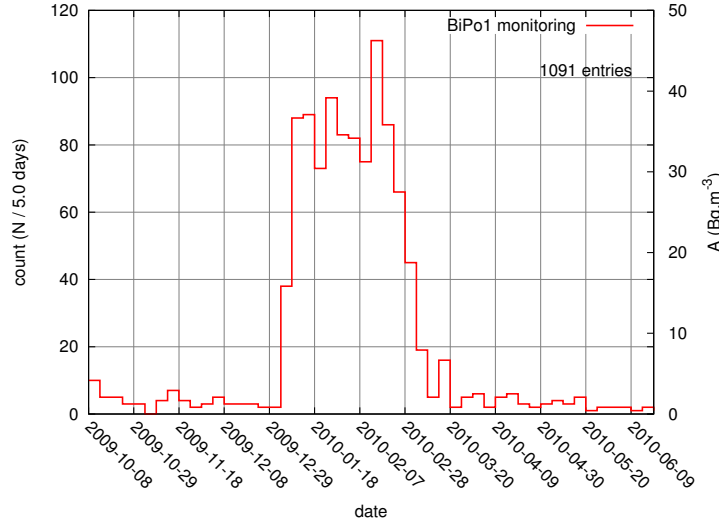


FIG. 9.30: Répartition des évènements *BiPo* du ^{214}Bi en fonction du temps

module.

Or, l'activité de l'air déradonisé en sortie de l'usine anti-radon, en régime normal, est voisin de $15 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-3}$. Elle est de 10 à $15 \text{ Bq}\cdot\text{m}^{-3}$ dans le laboratoire. Plusieurs hypothèses peuvent expliquer le fait que les valeurs mesurées soient supérieures à celles attendues :

- une mauvaise isolation de l'intervalle entre les scintillateurs peut piéger le radon issu du dégazage du verre des PM et y provoquer une accumulation locale de gaz,
- du ^{214}Bi peut aussi être libéré par un descendant de la chaîne du ^{238}U ayant accidentellement contaminé la surface des scintillateurs.

Pour répondre à ces questions, une seconde série de mesures a été menée en modifiant la procédure de confinement des scintillateurs : les modules ont été mis à nu puis couverts de trois couches d'EVOH³, trois couches de teflon⁴ et trois couches de film alimentaire, posées de sorte à ne pas recouvrir les PMs [Fig. 9.31].

La figure 9.32 est une extension de la figure 9.30 jusqu'à mars 2011, donc après la mise en place de la nouvelle procédure de confinement des scintillateurs.

Cette figure montre que la contamination en ^{214}Bi entre juillet 2010 et mars 2011 est compatible avec les mesures effectuées entre octobre 2009 à mars 2010, hormis la période de panne de l'usine anti-radon, soit [Eq. 9.16] :

$$A_s(^{214}\text{Bi}) = (150 \pm 20) \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2} \quad (9.16)$$

³L'EVOH (éthylène-alcool vinylique) est un polymère dont les propriétés d'imperméabilité à l'air sont meilleures que celles du film alimentaire. Il présente en revanche l'inconvénient de ne pas adhérer aux surfaces

⁴Le polytétrafluoroéthylène (PTFE) est un fluoropolymère issu du tétrafluoroéthylène. Il est plus connu et commercialisé sous le nom de Teflon[®]



FIG. 9.31: Procédure d'isolement des scintillateurs pour la seconde série de mesures; de gauche à droite : scintillateurs nus, couches d'EVOH, couches de teflon, couches de film alimentaire

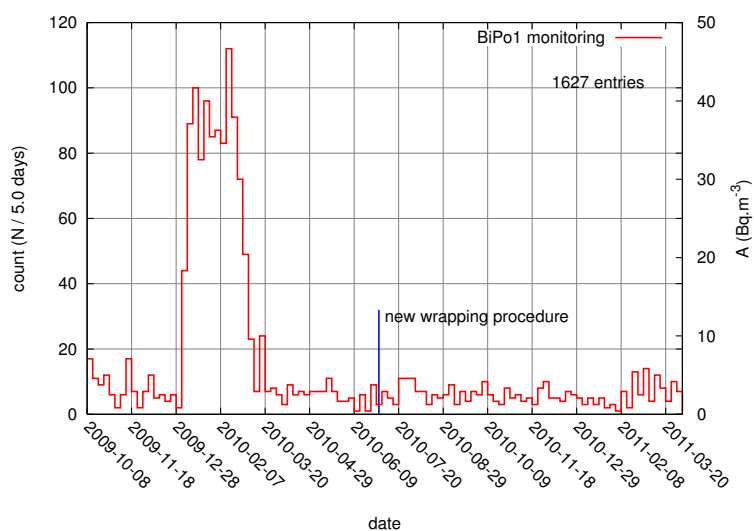


FIG. 9.32: Répartition des évènements *BiPo* du ^{214}Bi en fonction du temps

Or, l'éventuel dégazage des PMs n'affectant pas l'interstice entre les scintillateurs, il ne peut pas être la cause de l'activité anormalement élevée en ^{214}Bi mesurée entre les scintillateurs. Celle-ci pourrait donc provenir d'une contamination accidentelle lors de l'aluminisation des scintillateurs, malgré le soin apporté au nettoyage de l'évaporateur utilisé pour le dépôt. Aussi, pour l'aluminisation des scintillateurs de BiPo3 , un matériel neuf est utilisé, afin de prévenir ce risque.

L'épaisseur d'aluminisation de chaque scintillateur est de 200 nm, soit une masse de 21.6 mg d'aluminium par scintillateur, soit encore $8 \times 10^{-4} \text{ mol}$. Or, une contamination en ^{214}Bi égale à $150 \mu\text{Bq} \cdot \text{m}^{-2}$ peut être attribuée à la désintégration d'un seul noyau de ^{214}Bi par jour et par module. Si ce noyau provient d'une contamination en ^{238}U introduite lors de l'aluminisation des scintillateurs et en supposant une efficacité de piégeage de 50 %, la présence de 2×10^{12} noyaux pères suffit à justifier un tel niveau de contamination, soit une fraction égale à 4×10^{-9} . C'est là l'origine la plus probable d'une contamination de surface des modules de BiPo1 en ^{214}Bi .

7.3 Contamination de surface d'un premier module BiPo3

Pour une meilleure maîtrise de la radiopureté de l'aluminisation des scintillateurs, celle de BiPo3 [Sec. 8] est réalisée en utilisant un évaporateur neuf. Une attention toute particulière est également portée au choix du creuset et à la qualité de l'aluminium. Un premier module BiPo3 a été installé au LSC⁵ en mars 2011 [Fig. 9.33].



FIG. 9.33: Vue en coupe d'un module de BiPo3 ; à gauche : photographie prise lors de l'installation au LSC ; à droite : schéma mécanique

Après $5.34 \text{ jours} \cdot \text{m}^2$ de prise de données, 6 événements ont été observés avec un délai β - α compris entre 10 et $1000 \mu\text{s}$, correspondant à une contamination surfacique en ^{214}Bi de

⁵Laboratorio Subterráneo de Canfranc - Canfranc, Espagne (2100 mwe de profondeur)

[Eq. 9.17] :

$$0.6 < A_s(^{214}\text{Bi})_{\text{BiPo3}} < 23.0 \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2} \quad (90\%\text{C.L.}) \quad (9.17)$$

Par ailleurs, aucun évènement avec un délai inférieur n'a été observé, ce qui permet de calculer une limite supérieure à la contamination en ^{208}Tl de ce module [Eq. 9.18] :

$$A_s(^{208}\text{Tl})_{\text{BiPo3}} < 5.45 \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2} \quad (90\%\text{C.L.}) \quad (9.18)$$

Ainsi, ces faibles activités mesurées pour BiPo3 semblent confirmer une contamination accidentelle en ^{238}U , survenue lors de l'aluminisation des scintillateurs de BiPo1. L'utilisation du nouvel évaporateur pour l'aluminisation de surface du détecteur final devrait donc permettre d'atteindre les niveaux de sensibilité requis pour la mesure des feuilles sources de SUPERNEMO [Sec. 8].

8 Sensibilité attendue de BiPo3

Le détecteur final, BiPo3, sera installé au LSC et comprendra deux modules, chacun constitué de 2 rangées de 10 sous-modules. Chaque scintillateur aura une surface de $30 \times 30 \text{ cm}^2$ et une épaisseur de 2 mm, soit une surface totale de mesure de 3.6 m^2 . Un dépôt aluminisé de 200 nm recouvrira leur surface d'entrée et ils seront associés à des PMs 5" par un guide de lumière en PMMA recouvert de Tyvek⁶ et d'un film noir [Fig. 9.34].

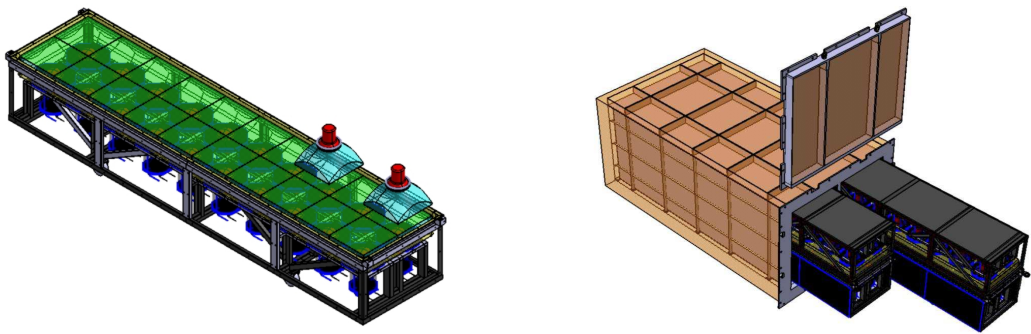


FIG. 9.34: Vue générale du détecteur BiPo3 ; à gauche : schéma d'un module en cours d'assemblage ; à droite : détecteur complet et blindage

⁶marque déposée de la société DuPont, le Tyvek[®] est un matériau synthétique non-tissé fabriqué à partir de fibres de polyéthylène

8.1 Contamination uniforme

Si la radiopureté du détecteur final est égale à celle mesurée de BiPo1 au LSM en ^{208}Tl et du premier module BiPo3 installé au LSC en ^{214}Bi , les contraintes de radiopureté des feuilles sources de SUPERNEMO seront respectivement atteintes en douze mois pour le ^{208}Tl et six mois pour le ^{214}Bi , comme le montrent les graphes de la figure 9.35.

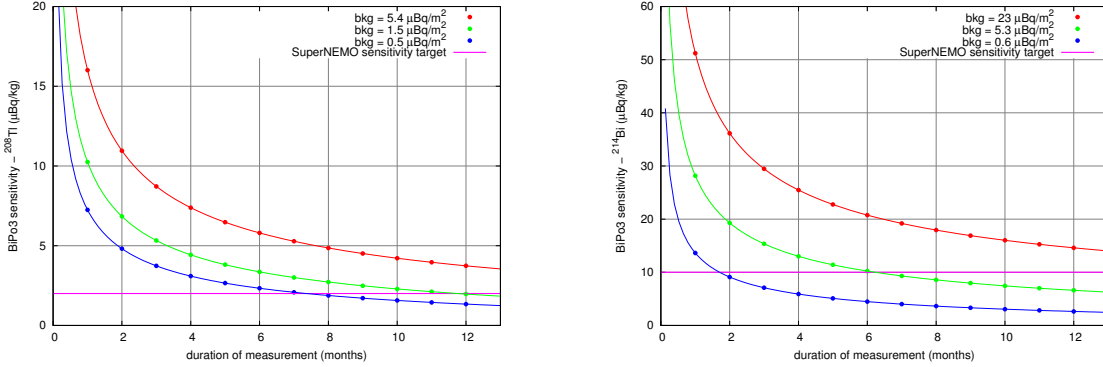


FIG. 9.35: Sensibilité attendue de BiPo3 en fonction des contaminations surfaciques extrapolées des mesures réalisées sur le prototype BiPo1 et le premier module de BiPo3 ; à gauche : en ^{208}Tl ; à droite : en ^{214}Bi

En effet, la contamination de surface du détecteur en ^{208}Tl est mesurée égale à $A_s(^{208}\text{Tl}) = (1.4 \pm 0.2) \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2}$ [Eq. 9.14]. Dans l'hypothèse conservatrice dans laquelle le détecteur BiPo3 aurait la même contamination surfacique, le nombre d'évènements attendu après une exposition de $S \times T = 657.5 \text{ jours}\cdot\text{m}^2$ (6 mois, 3.6 m^2) est donné par l'équation 9.19 :

$$B = \frac{0.64}{0.36} \times 2 \times S \times T \times \epsilon \times A_s(^{208}\text{Tl}) \quad (9.19)$$

où $\epsilon = 0.069/0.64$ est l'efficacité de détection d'une cascade *BiPo* à la surface des scintillateurs, en présence d'une feuille de ^{82}Se . Le facteur 2 tient compte des deux faces du détecteur.

D'où $B = 15.2$.

Or, la sensibilité requise sur la contamination interne des feuilles de SUPERNEMO en ^{208}Tl est de $2 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$, soit $\Lambda = 0.8 \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2}$ en tenant compte de la masse surfacique des feuilles de ^{82}Se ($40 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$). Dans le cas d'une telle contamination volumique, le nombre d'évènements attendu est donné par l'équation 9.20 :

$$S = \frac{0.64}{0.36} \times S \times T \times \epsilon \times \Lambda \quad (9.20)$$

où $\epsilon = 0.037/0.64$ est l'efficacité de détection d'une cascade *BiPo* émise dans le volume d'une feuille de ^{82}Se placée dans le détecteur.

D'où $S = 4.7$.

Ainsi, pour atteindre une sensibilité de $2\mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ en ^{208}Tl , le nombre d'évènements S mesuré doit être de l'ordre de $2\sqrt{B}$. Or :

- dans l'hypothèse de $A_s(^{208}\text{Tl}) = 1.5\mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2}$: $2\sqrt{B} \sim 8.1 > S$;
- dans l'hypothèse de $A_s(^{208}\text{Tl}) = 0.5\mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2}$: $2\sqrt{B} \sim 4.7 \sim S$.

Un effort supplémentaire doit donc être apporté afin de diminuer d'un facteur 3 la contamination de surface du détecteur final BiPo3 en ^{208}Tl et permettre d'atteindre les contraintes fixées en six mois de prise de données. Par une démarche similaire, la sensibilité du détecteur BiPo3 à une contamination des feuilles en ^{214}Bi est mesurée. Ces calculs permettent de construire les courbes de la figure 9.35.

8.2 Détection de points chauds

Un point chaud est caractérisé par une contamination accidentellement élevée en ^{208}Tl ou en ^{214}Bi des feuilles sources qui font l'objet de la mesure. Leur détection est rendue possible par le détecteur BiPo3 avec une granularité égale aux dimensions des modules de détection : $30\times 30\text{cm}^2$.

Supposons une contamination surfacique uniforme des modules de BiPo3 en ^{208}Tl de $A_s(^{208}\text{Tl}) = (0.5)\mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2}$. Dans ce cas, le nombre d'évènements attendu après une exposition de $S \times T = 657.5\text{jours}\cdot\text{m}^2$ se calcule à partir de l'équation 9.20 et vaut [Eq. 9.21] :

$$B_{px} = \frac{1}{40} \times 5.4 = 0.14 \quad (9.21)$$

Dans une telle hypothèse, le nombre d'évènements au-delà duquel une contamination interne à la feuille ne peut être exclue, à 90 % de niveau de confiance, est de 3 [Eq. 6.14].

Or, si 3 évènements étaient observés en $657.5\text{jours}\cdot\text{m}^2$ d'exposition, alors que seuls 0.14 sont attendus, l'activité du point chaud détecté aurait pour valeur :

$$A_{HP}(^{208}\text{Tl}) = 20.6\mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2} \quad (9.22)$$

Soit, en terme de contamination volumique des feuilles :

$$A_{HP}(^{208}\text{Tl}) = 51.4\mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1} \quad (9.23)$$

8.3 Conclusion

Le détecteur final devrait être assemblé au premier semestre 2012. Une première phase de mesure consistera à mesurer la contamination de surface du détecteur, en l'absence de feuille

source, afin de calculer la sensibilité que peut atteindre le dispositif.

Dans l'hypothèse de contaminations de surface en ^{208}Tl et en ^{214}Bi égales à celles mesurées respectivement avec BiPo1 au LSM ($A_s(^{208}\text{Tl})_{\text{BiPo1}} \sim 1.4 \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2}$) et le premier module de BiPo3 au LSC ($A_s(^{214}\text{Bi})_{\text{BiPo3}} \sim 5.3 \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2}$), la sensibilité requise pour la mesure des feuilles sources de SUPERNEMO [Eq. 8.1] serait atteinte en six mois de prise de données pour le ^{214}Bi et douze mois pour le ^{208}Tl .

Une réduction d'un facteur 3 de la contamination de surface de BiPo3 en ^{208}Tl est donc visée. Si cet objectif est atteint, BiPo3 devra permettre de mesurer des contaminations internes en ^{208}Tl et en ^{214}Bi de feuilles fines avec des sensibilités respectives de $2 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ et $10 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$, en six mois de prise de données. Des points chauds pourront également faire l'objet d'une détection, avec une granularité de $30\times 30 \text{ cm}^2$, à la sensibilité de $\sim 50 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$.

Chapitre 10

Le module Phoswich

La technologie Phoswich consiste en deux blocs de scintillateurs présentant chacun des temps de scintillation différents. Une couche de scintillateur de constante de temps courte est placée à la surface d'un scintillateur épais dont la constante de temps est plus longue. Ainsi, le signal induit par une particule α , dont le libre parcours moyen dans la matière est petit, ne présente qu'une composante rapide, alors qu'un électron suffisamment énergétique produit une composante rapide et une composante lente. Enfin, le signal induit par un γ ne révèle, le plus souvent, qu'une composante lente car celui-ci a une probabilité plus importante d'interagir dans le scintillateur le plus épais.

Cette technologie doit donc permettre d'améliorer la discrimination entre les différentes particules et donc diminuer le taux de bruit de fond mesuré.

1 Assemblage des scintillateurs

Le premier module Phoswich a été assemblé en collant les deux scintillateurs avec de la colle Araldite 2020. L'épaisseur de colle entre les deux scintillateurs est estimée à $150\,\mu\text{m}$.

Par la suite, une technique d'assemblage a été développée par le laboratoire IFIC¹. Elle consiste à fusionner sous vide les deux scintillateurs par la combinaison d'un assouplissement thermique des plastiques et une forte pression appliquée aux deux surfaces à réunir. Un schéma de la presse développée par le laboratoire espagnol est présenté par la figure 10.1. L'assemblage sans colle permet d'éviter de piéger de l'air ou des impuretés quelconques entre les scintillateurs. L'absence de matière à l'interface permet, de plus, de ne pas augmenter le seuil de détection des β .

La qualité de l'assemblage est vérifiée par mesures à ultra-sons ; dans des conditions idéales, aucune discontinuité ne doit être mesurée à la jointure des deux scintillateurs.

¹Instituto de Física Corpuscular, Valencia, Espagne

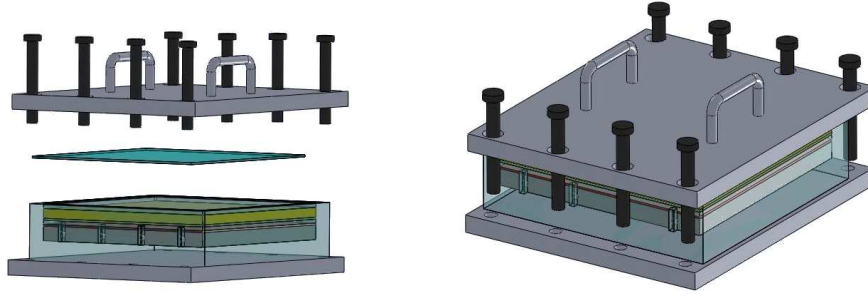


FIG. 10.1: Schéma de la presse développée par le laboratoire IFIC pour l'assemblage des scintillateurs du module Phoswich

2 Validation du procédé *BiPo*

La méthode employée pour l'étalonnage du module Phoswich est similaire à celle décrite en section 3 du chapitre précédent et n'est pas rappelée ici. Elle consiste en l'utilisation d'une source de ^{54}Mn permettant à la fois l'étalonnage en temps et en énergie de chacun des deux PMs du module.

Le scintillateur à composante rapide (BC400) du premier module Phoswich, très fin, mesure $300\,\mu\text{m}$ d'épaisseur. Il est collé avec de l'Araldite 2020 à un second scintillateur (BC440) de 1 cm d'épaisseur. Les deux scintillateurs sont associés à des PMs 5" et abrités de la lumière par une capsule de type PMMA dont les faces intérieures sont couvertes de cuivre.

De juin 2008 à mars 2009, ce module était équipé de deux feuilles d'aluminium superposées d'épaisseur $75\,\mu\text{m}$ et contaminées en ^{232}Th , afin de valider le processus *BiPo*.

Après 271 jours de prise de données, 985 évènements candidats *BiPo* dits *back-to-back* et 1255 évènements dits *same-side* ont été détectés. La figure 10.2 présente les distributions des intervalles de temps entre les deux particules, pour chacun des deux lots ainsi définis. Elles suivent une décroissance exponentielle compatible avec une demi-vie $T_{1/2}$ de 300 ns.

Ainsi, si la technologie Phoswich permet une bonne sélection des évènements *BiPo*, leur efficacité de détection est mesurée 2.25 fois inférieure à l'efficacité obtenue avec la technologie standard [Chap. 9, Sec. 5] et vaut :

- $1.6 \pm 0.1\%$ en *back-to-back*,
- $1.9 \pm 0.1\%$ en *same-side*.

Cette importante différence est due à l'amplitude des signaux β , laquelle est inférieure à celle mesurée en mode standard, pour une même énergie, à cause de la perte d'énergie de l'électron dans le scintillateur à composante lente. De fait, le passage d'un seuil en amplitude donné dégrade fortement l'efficacité de détection. Cela peut néanmoins être compensée par l'aptitude de cette configuration à discriminer l'origine des évènements dont la cascade β - α interagit dans le même scintillateur.

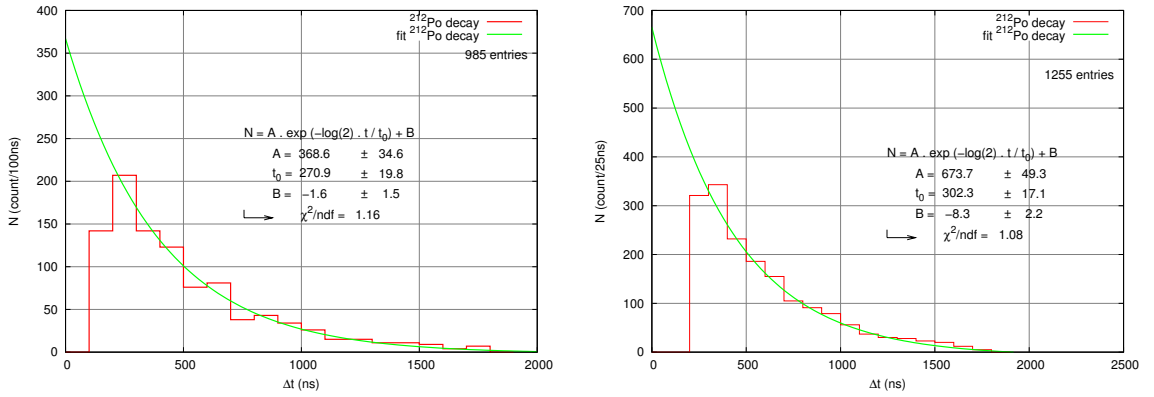


FIG. 10.2: Décroissance du ^{212}Po ; à gauche : évènements *back-to-back* du module Phoswich, à droite : évènements *same-side*

3 Discrimination β/α

De même que pour le module 1 de BiPo1, l'analyse précédente a permis d'isoler des évènements candidats *BiPo*. Les évènements en temps sont donc attribués à des électrons, alors que les évènements retardés sont des candidats α . Aussi, une analyse de forme des signaux de PMs de ces deux lots doit permettre une meilleure identification des particules détectées. La figure 10.3 présente la moyenne des signaux candidats α et β renormalisés. Le maximum d'amplitude est ajusté sur 20 ns afin de visualiser le front montant du signal.

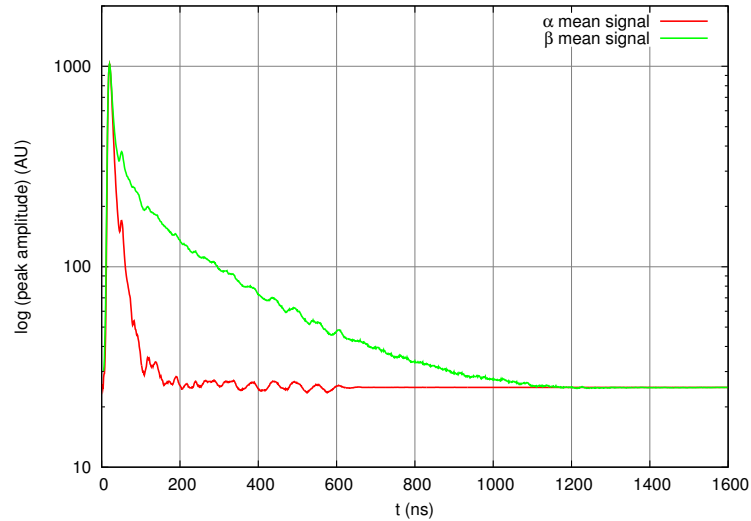


FIG. 10.3: Signaux moyens α et β – évènements *back-to-back* du module Phoswich

Par comparaison à la figure 9.19, il peut être remarquée une inversion des courbes : le signal ayant la composante lente la plus importante est due aux électrons. Ceci est la conséquence de la présence du scintillateur fin, à composante rapide, collé à la surface d'entrée

du détecteur, et dans lequel la particule α interagit en déposant la totalité de son énergie.

La variable de discrimination χ est définie comme le rapport de la charge rapide sur la charge totale du signal [Eq. 9.9], comme justifié dans le cas de l'étude du module 1 de BiPo1.

Reste à déterminer le temps d'intégration de la charge rapide qui maximise la discrimination entre les particules β et α . Pour ce faire, la variable χ est tracée en fonction du temps d'intégration, pour chacun des lots. C'est ce que montre la figure 10.4.

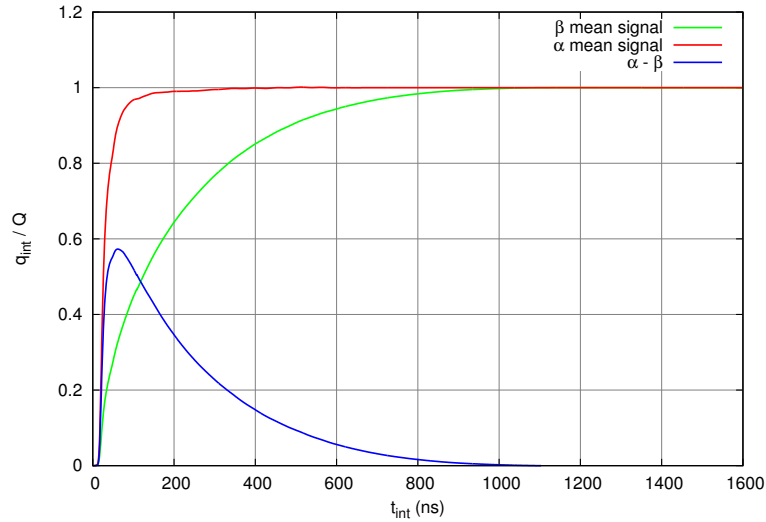


FIG. 10.4: Rapport $\frac{q}{Q}$ en fonction de la largeur d'intégration de la composante rapide

La valeur optimale du coefficient χ est obtenue à $t_{\text{int}} = 65$ ns. La charge rapide est donc définie comme l'intégrale du signal entre 20 ns avant le maximum d'amplitude et 45 ns après. La figure 10.5 présente la répartition de χ pour chacun des deux lots, e^- et α .

Ainsi, par exemple, une coupure à $\chi > 0.9$ permet de considérer 93 % des particules α comme tel, alors que 20 % des électrons sont mal interprétés. C'est ce que montre la figure 10.6. Par ailleurs, la capacité d'identification des α chute très vite et il demeure impossible d'isoler complètement les particules α des électrons. Ce résultat s'explique par le fait que des électrons peuvent ne pas déposer d'énergie dans le scintillateur à composante lente.

En effet, si l'électron est tangent à la surface du scintillateur, ou s'il ne dispose pas d'une énergie suffisante pour traverser l'épaisseur du scintillateur à composante rapide, il y dépose toute son énergie, le rendant indissociable d'une particule α . C'est ce qu'illustre la figure 10.7.

Ainsi, le pouvoir de discrimination que présente le module Phoswich n'est pas supérieur à celui de la technologie BiPo1.

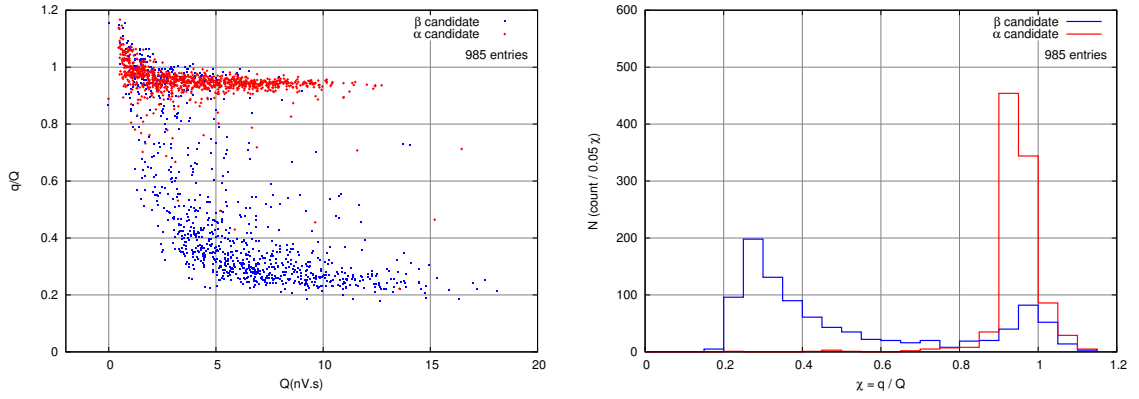


FIG. 10.5: Distribution de χ ; à gauche : en fonction de la charge totale Q ; à droite : sous forme d'histogramme

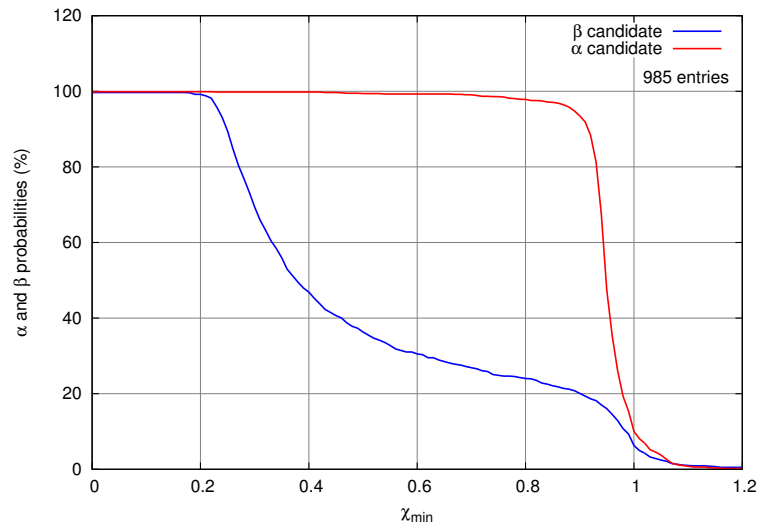


FIG. 10.6: Distribution des probabilités de sélectionner un électron ou un α en fonction du facteur de discrimination choisi

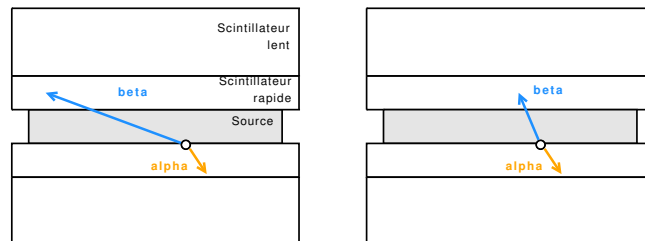


FIG. 10.7: Interaction d'un électron uniquement dans le scintillateur à composante lente du module phoswich ; à gauche : électron tangent à la surface du scintillateur ; à droite : électron de faible énergie

4 Conclusion

Comme il a été montré dans la section 3, la discrimination β/α n'est pas améliorée par le recours à la technologie Phoswich. Aussi, les développements de cette technique pour l'adapter à un détecteur de grandes dimensions ont été interrompus au profit de la technologie du prototype BiPo1, qui équipera les modules du futur détecteur final BiPo3 [Chap. 9, Sec. 8].

En revanche, la technologie développée pour fusionner les scintillateurs du module Phoswich [Sec. 1] pourrait permettre d'assembler sans collage le scintillateur au guide de lumière, dans une géométrie "à la BiPo1". Ceci permettrait d'améliorer l'efficacité totale de détection des cascades *BiPo* en utilisant à la fois les canaux *back-to-back* et *same-side*. Il s'agit là d'une piste intéressante pour atteindre les objectifs de sensibilité de SUPERNEMO en six mois de prise de données, si une réduction d'un facteur 3 de la contamination de surface de BiPo3 en ^{208}Tl n'est pas obtenue.

Synthèse

La prise de données de l'expérience NEMO3, actuellement en cours de démontage, s'étend de 2003 à 2011. Installée au Laboratoire Souterrain de Modane, elle a pour but l'étude de la double désintégration bêta. En particulier, la quantité de 7 kg de feuilles sources de ^{100}Mo , que contient le détecteur, permet d'étudier les décroissances de cet isotope vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru . Cette étude, qui fait l'objet de la partie II du présent document, a permis de mesurer la demi-vie du processus de double désintégration bêta avec émission de deux neutrinos du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru , autorisé par le Modèle Standard de la Physique des Particules.

La dite mesure a été effectuée sur l'ensemble de la statistique disponible (4.90 ans), soit 296 855 kg·h d'exposition. Le rapport signal / bruit mesuré est de 9 et le résultat final est donné à 90 % de niveau de confiance :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(^{100}\text{Mo}, 0_1^+) = (5.76^{+0.46}_{-0.44} \text{ (stat)} \pm 0.76_{\text{(syst)}}) \times 10^{20} \text{ ans} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (10.1)$$

Par ailleurs, une limite sur la demi-vie du processus sans émission de neutrino a pu être mesurée, avec la même statistique :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}(^{100}\text{Mo}, 0_1^+) > 2.3 \times 10^{23} \text{ ans} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (10.2)$$

Cette étude ne permet pas un calcul compétitif de la masse du neutrino de Majorana, à cause de la petitesse de l'espace de phase mis en jeu, comparé à la transition vers l'état fondamental :

$$\langle m_\nu \rangle < 5.8 - 7.9 \text{ eV} \quad (10.3)$$

Toutefois, les résultats de cette analyse sont en accord avec les précédentes mesures expérimentales [83, 85, 84, 86, 87] et permettent de contraindre un peu plus les modèles théoriques [78, 79, 80, 81].

Par suite, un projet de nouvelle génération, SUPERNEMO, est en cours de développement par le groupe et permettra d'améliorer la sensibilité sur la demi-vie du processus de double désintégration bêta sans émission de neutrino de deux ordres de grandeur, comparé à NEMO3, soit un ordre de grandeur sur la masse effective du neutrino de Majorana. Parmi les contraintes

induites par cet objectif, l'une des principales est la maîtrise des contaminations internes des feuilles sources en ^{208}Tl et ^{214}Bi , dont les limites sont données par :

$$\begin{aligned} A(^{208}\text{Tl}) &< 2 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1} \\ A(^{214}\text{Bi}) &< 10 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1} \end{aligned} \tag{10.4}$$

Dans le but de mesurer la contamination des feuilles sources de l'expérience avec de tels niveaux de sensibilité, un détecteur dédié a été développé, baptisé BiPo. La partie III de ce document lui est dédiée. Le principe de la mesure se base sur la détection de la cascade β - α de la décroissance naturelle $\text{Bi} \rightarrow \text{Po} \rightarrow \text{Pb}$, dont la faisabilité de la mesure a été prouvée, avec une efficacité de 3.7 %, en mesurant une feuille étalon.

Cette analyse a également permis de mesurer la contamination de surface intrinsèque du détecteur :

- en ^{208}Tl avec le détecteur BiPo1, 258 jours $\cdot\text{m}^2$ de prise de données,
- en ^{214}Bi avec un premier module BiPo3, 5.34 jours $\cdot\text{m}^2$ de prise de données.

Les valeurs obtenues sont rappelées ici à 90 % de niveau de confiance :

$$\begin{aligned} A_s(^{208}\text{Tl})_{\text{BiPo1}} &= (1.4 \pm 0.2) \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2} \\ 0.6 &< A_s(^{214}\text{Bi})_{\text{BiPo3}} < 23.0 \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2} \end{aligned} \tag{10.5}$$

Par extrapolation de ces résultats à un détecteur final de surface 3.6 m², les sensibilités requises pour les feuilles sources de SUPERNEMO pourront être atteintes en six à douze mois de mesure.

Bibliographie

- [1] W. Pauli. Letter to L. Meitner and her colleagues. *Physics Today*, 9 :23, 1930.
- [2] E. Fermi. Towards the theory of beta-rays. *Zeit. Phys.*, 88, 161, 1934.
- [3] W.H. Furry. On transition probabilities in double beta-desintegration.
- [4] C.L. Cowan et al. Detection of the Free Neutrino : A Confirmation. *Science*, 124, 103, 1956.
- [5] R. Davis. Attempt to Detect the Antineutrinos from a Nuclear Reactor by the $^{37}\text{Cl}(\nu, e^-)^{37}\text{Ar}$ Reaction. *Phys. Rev.*, 97, 766-769, 1955.
- [6] T.D. Lee and C.N. Yang. Question of Parity Conservation in Weak Interactions. *Phys. Rev.*, 104, 254, 1956.
- [7] G. Danby et al. Observation of High Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9, 1, 34-36, 1962.
- [8] K. Kodama et al. Observation of tau neutrino interactions. *Phys. Lett. B*, 504, 218, 2001.
- [9] M.W. Yao et al. Particle Data Group. *Journal of Physics G*, 33, 2006.
- [10] E. Majorana. Symmetrical theory of electrons and positrons. *Nuovo Cimento*, 14, 171, 1937.
- [11] G. Wilquet. Thèse : Masses, mélange et oscillations de neutrinos. 2004.
- [12] J. Collot. Masses et oscillations de neutrinos. *Cours de physique des particules du Master recherche de physique subatomique et d'astroparticule*, 2004-2005.
- [13] K. Zuber. *Neutrino Physics*. CRC Press, Taylor and Francis group, 2010.
- [14] SEESAW25 : International Conference on the Seesaw Mechanism. <http://seesaw25.in2p3.fr/schedule.html>, 2004.
- [15] S.T. Petcov. Neutrino masses, mixing, Majorana CP-violating phases and $(\beta\beta)0\nu$ decay. *New J. Phys.* 6, 109, 2004.
- [16] A. de Gouveêa et al. Manifest CP violation from Majorana phases. *Phys. Rev. D* 67, 053004, 2003.
- [17] R. Davis. Solar neutrinos. *Phys. Rev. Lett.* 12, 303-305, 1969.
- [18] P. Anselmann et al. GALLEX results from the first 30 solar neutrino runs. *Phys. Lett. B*, 327, 377-385, 1994.
- [19] J.N. Abdurashitov et al. Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. *Phys. Rev. C*, 60, 055801, 1999.
- [20] J.N. Bahcall et al. New solar opacities, abundances, helioseismology and neutrinos fluxes. *Astrophys. J.*, 621, L85, 2005.

- [21] Q.R. Ahmad et al. Measurment of the rate of $\nu_e + d \longrightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ^8Be solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 071301, 2001.
- [22] L. Wolfenstein. Neutrino oscillations in matter. *Phys. Rev. D*, **17**, 2369–2374, 1978.
- [23] Y. Ashie et al. Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I. *Phys. Rev. D*, **71**, 112005, 2005.
- [24] M. Apollonio et al. Limits on neutrino oscillations from the Chooz experiment. *Physics Letters B*, **466**, 415–430, 1999.
- [25] F. Boehm et al. Final results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment. *Phys. Rev. D*, **64**, 112001, 2001.
- [26] S. Abe et al. Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 221803, 2008.
- [27] F. Ardellier et al. Double Chooz : a search for the neutrino mixing angle θ_{13} . *unpublished : arXiv :hep-ex/0606025v4*, 2006.
- [28] S. Kettell et al. A precision measurement of the neutrino mixing angle θ_{13} using reactor antineutrinos at Daya Bay. *unpublished : arXiv :hep-ex/0701029v1*, 2008.
- [29] K. Abe et al. Indication of electron neutrino appearance from an accelerator-produced off-axis muon neutrino beam. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 041801, 2011.
- [30] P. Adamson et al. Neutrino and antineutrino inclusive charged-current cross section measurements with the MINOS near detector. *Phy. Rev. D*, **81**, 072002, 2010.
- [31] M.A. Ahn et al. Measurement of neutrino oscillation by the K2K experiment. *Phys. Rev. D*, **74**, 072003, 2006.
- [32] N. Agafonova et al. Observation of a first ν_τ candidate in the OPERA experiment in the CNGS beam. *Phys. Lett. B*, **691**, 138, 2010.
- [33] M. Hitoshi. <http://hitoshi.berkeley.edu>.
- [34] C. Kraus et al. Final results from phase II of the Mainz neutino mass search in tritium β decay. *Eur. Phys. J., C* **40**, 447–468, 2004.
- [35] V.M. Lobashev et al. Study of the tritium bêta-spectrum in experiment "troitsk ν -mass". *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **48**, 123–131, 2001.
- [36] A. Osipowicz et al. KATRIN : A next generation tritium beta decay experiment with sub-eV sensitivity for the electron neutrino mass. *unpublished : arXiv :hep-ex/0109033*, 2001.
- [37] K. Assamagan et al. Upper limit of the muon-neutrino mass and charged-pion mass from momentum analysis of a surface muon beam. *Phys. Rev. D*, **53**, 6065–6077, 1996.
- [38] R. Barate et al. An upper limit of the tau-neutrino mass from three-prong and five-prong tau decays. *Eur. Phys. J., C* **2**, 395–406, 1998.
- [39] J. Schechter and J.W.F. Valle. Neutrinoless double-beta decay in $\text{SU}(2) \times \text{U}(1)$ theories. *Phys. Rev. D* **25**, 2951, 1982.
- [40] A. Giuliani. Searches for neutrinoless double beta decay. *Acta Physica Polonica B*, vol. **41**, 2010.

-
- [41] T.R. Rodriguez et al. Energy density functional study of nuclear matrix elements for neutrinoless $\beta\beta$ decay. *Phys.Rev.Lett.* 105, 252503, 2010.
 - [42] J. Barea et al. Neutrinoless double-beta decay in the microscopic interacting boson model. *Phys. Rev. C* 79, 044301, 2009.
 - [43] J. Menendez et al. Disassembling the nuclear matrix elements of the neutrinoless beta beta decay. *Nucl. Phys. A* 818, 139-151, 2009.
 - [44] J. Menendez et al. The occupancies of individual orbits and the nuclear matrix element of the Ge-76 neutrinoless beta beta decay. *Phys.Rev. C* 80, 048501, 2009.
 - [45] J. Suhonen et al. Effects of orbital occupancies and spin-orbit partners on 0 nu beta beta-decay rates. *Nucl.Phys. A* 847 207-232, 2010.
 - [46] F. Simkovic et al. The 0nbb-decay nuclear matrix elements with self-consistent short-range correlations. *Phys. Rev. C* 79, 055501, 2009.
 - [47] F. Simkovic et al. 0 nu beta beta nuclear matrix elements and the occupancy of individual orbits. *Phys.Rev. C* 79, 015502, 2009.
 - [48] D.L. Fang et al. Neutrinoless double-beta decay of ^{150}Nd accounting for deformation. *Phys.Rev. C* 82, 051301, 2010.
 - [49] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al. Latest results from the Heidelberg-Moscow double beta decay experiment. *Eur. Phys. J., A* 12, 147, 2001.
 - [50] H.V. Klapdor-Kleingrothaus. First evidence for neutrinoless double beta decay - and world status of double beta experiments. *Proc. of XI Int. Work. on "Neutrino Telescopes", Venice, Italy*, 2005.
 - [51] M. Bongiand et al. Results of the NEMO3 double beta decay experiment. *Proc. of 22nd Rencontres de Blois, Blois, France*, 2010.
 - [52] E. Andreotti et al. ^{130}Te neutrinoless double-beta decay with Cuoricino. *unpublished : arXiv :1012.3266*, 2010.
 - [53] C. Arnaboldi et al. Physics potential and prospects for the Cuoricino and Cuore experiments. *Astropart. Phys.*, 20, 91-110, 2003.
 - [54] GERDA collaboration. The GERmanium Detector Array for the search of neutrinoless of ^{76}Ge at LNGS - Proposal to the LNGS. <http://www.mpi-hd.mpg.de/gerda/proposal.pdf>, 2004.
 - [55] C.E. Aalseth et al. The Majorana project, journal = Carolina International Symposium on Neutrino Physics. 2008.
 - [56] R. Neilson et al. Characterization of large area APDs for the EXO-200 detector. *Nucl. Instrum. Meth. A* 608, 68-75, 2009.
 - [57] N. Yahlali et al. NEXT : Neutrino Experiment with high pressure Xenon gas TPC. *Nucl. Instrum. Meth. A* 617, 520-522, 2010.
 - [58] T. Bloxham et al. First results on double beta decay modes of Cd, Te and Zn isotopes with the COBRA experiment. *Phys. Rev. C* 76, 025501, 2007.
 - [59] H. Nakamura et al. Multi-layer scintillation detector for the MOON double beta decay experiment : Scintillation photon responses studied by a prototype detector MOON-1. *submitted : arXiv :0609008v2*, 2006.

- [60] R. Arnold et al. Technical design and performance of the NEMO3 detector. *Nucl. Instrum. Meth. A* 536, 79-122, 2005.
- [61] lsm. <http://www-lsm.in2p3.fr>.
- [62] P. Loaiza. Laboratoire Souterrain de Modane. *Cygnus workshop, Aussois, France*, 2011.
- [63] V. Chazal et al. Neutron background measurements in the Underground Laboratory of Modane. *Astroparticle Physics, Volume 9, Issue 2*, 163-172, 1998.
- [64] R. Arnold et al. Chemical purification of molybdenum samples for the NEMO3 experiment. *Nucl. Instrum. Meth. A* 474, 93-100, 2001.
- [65] K. Errahmane. Thèse : Etude du détecteur de traces de l'expérience NEMO3, simulation de la mesure de l'ultra-faible radioactivité en ^{208}Tl des sources de l'expérience NEMO3 candidates à la double désintégration bêta sans émission de neutrino, 2001.
- [66] F. Mauger. The NEMO3 trigger software documentation. *Internal note*, 2001.
- [67] caen. <http://www.caen.it>.
- [68] D. Durand. Current status of the NEMO3 laser survey. 2009.
- [69] I. Kisel et al. Cellular automaton and elastic net for event reconstruction in the NEMO2 experiment. *Nucl. Instrum. Meth. A* 387, 433-442., 1996.
- [70] Y. Lemièrre. Thèse : Recherche de la violation de conservation du nombre leptonique total par le processus de double désintégration bêta du ^{82}Se et du ^{150}Nd dans l'expérience NEMO3, étude du processus Bi-Po de la chaîne du thoron, 2008.
- [71] R. Arnold and V.I. Tretiak. NEMO3 simulation program - User's guide. *NEMO note*, 2001.
- [72] O.A. Ponkratenko et al. Event generator DECAY4 for simulating double-beta processes and decays of radioactive nuclei. *Phys. Atom. Nuclei* 63, 1282, 2000.
- [73] V.I. Tretiak. The NEMO3 results after completion of the data taking. *Medex'11 conference*, 2011.
- [74] H. Ohsimi et al. Gamma-ray flux in the Fréjus underground laboratory measured with NaI detector. *Nucl. Instrum. Meth. A* 482, 832-839, 2002.
- [75] J. Argyriades et al. Measurement of the background in the NEMO3 double beta decay experiment. *Nucl. Instrum. Meth. A* 606, 449-465, 2009.
- [76] K. Fushimi et al. Limits on Majoron emitting neutrinoless double-beta decay of ^{100}Mo . *Physics Letters B*, 531, 190-194, 2002.
- [77] A.S. Barabash et al. Search for double beta-decay of ^{100}Mo and ^{116}Cd to the excited states of ^{100}Ru and ^{116}Sn . *Physics Letters B*, 249, 186-190, 1990.
- [78] J. Suhonen and O. Civitarese. Weak-interaction and nuclear-structure aspects of nuclear double beta decay. *Phys. Rep.* 300, 123-214, 1998.
- [79] S. Stoica et al. Two-neutrino double-beta decay half-lives of ^{96}Zr and ^{100}Mo to excited states of ^{96}Mo and ^{100}Ru . *Physics Letters B*, 350, 152-157, 1995.
- [80] F. Simkovic et al. The single state dominance hypothesis and the two-neutrino double beta decay of ^{100}Mo . *J. Phys. G* 27, 2233, 2001.
- [81] J. Suhonen. Opening of the Z=40 sub-shell gap and the double beta decay of ^{100}Mo . *Nucl. Phys. A* 700, 649, 2002.

-
- [82] T. Tomoda. Double beta decay. *Rep. Prog. Phys.* 54, 53-126, 1991.
 - [83] A.S. Barabash et al. Two neutrino double-beta decay of ^{100}Mo to the first excited 0^+ state in ^{100}Ru . *Physics Letters B*, 345, 408-413, 1995.
 - [84] N. Kudomi et al. Double beta decays of ^{100}Mo to excited states in ^{100}Ru . *Phys. Rev. C*, 46, 2132-2135, 1992.
 - [85] D. Blum et al. Search for γ -rays following $\beta\beta$ decay of ^{100}Mo to excited states of ^{100}Ru . *Physics Letters B*, 275, 506-511, 1992.
 - [86] A.S. Barabash et al. $2\nu 2\beta$ decay of ^{100}Mo to the first 0^+ excited state in ^{100}Ru . *Phys. At. Nucl.*, 62, 2039-2043, 1999.
 - [87] L. De Braekeleer et al. Measurement of the $\beta\beta$ -decay rate of ^{100}Mo to the first 0^+ state of ^{100}Ru . *Phys. Rev. Lett.* 86, 3510-3513, 2001.
 - [88] R. Arnold et al. Measurement of double beta decay of ^{100}Mo to excited states in the NEMO3 experiment. *Nucl. Phys. A*, 781, 209-226, 2007.
 - [89] L. Vála. Thèse : Measurement of the $2\nu\beta\beta$ decay of ^{100}Mo to the excited 0_1^+ state in the NEMO3 experiment, 2003.
 - [90] M. Bongrand. Thèse : Mesure des processus de double désintégration bêta du ^{130}Te dans l'expérience NEMO3, R&D du projet SUPERNEMO : étude d'un détecteur BiPo, 2008.
 - [91] M.R. Stoneking et al. Maximum-likelihood fitting of data dominated by Poisson statistical uncertainties. *Rev. Sci. Instrum.* 68, 1, 1997.
 - [92] F.J. Massey Jr. The Kolmogorov-Smirnov test for goodness of fit. *Journal of the American Statistical Association*, 1951.
 - [93] G. Feldman and R. Cousins. A unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Phys. Rev. D* 57, 3873-3889, 1998.
 - [94] Détermination des limites caractéristiques (seuil de décision, limite de détection et extrémités de l'intervalle de confiance) pour mesurages de rayonnements ionisants – Principes fondamentaux et applications. *NF ISO 11929*, 2010.
 - [95] A. Vivier et al. Seuil de décision et limite de détection : estimation, interprétation et optimisation, première partie : les principes de base. *Radioprotection* 45, 321, 2010.
 - [96] F. Simkovic et al. Neutrinoless double beta decay of Ge-76, Se-82, Mo-100 and Xe-136 to excited 0^+ states. *Phys. Rev. C* 64, 035501, 2001.
 - [97] ilias. <http://www-ilias.cea.fr>.
 - [98] H. Neder et al. Low-level germanium gamma-ray spectrometry at the $\mu\text{Bq/kg}$ level and future developments towards higher sensitivity. *Radionuclides in the Environment Int Conf On Isotopes in Env Studies*, 8, 495-510, 2006.
 - [99] m2j. <http://www.m2j-electronique.com/cartes-acquisition/cartes-acquisition.php>.
 - [100] E. Delagnes and D. Breton. Echantillonneur analogique rapide à grande profondeur mémoire. *Brevet WO2002089145*, 2001.
 - [101] J.B. Birks. The Theory and Practice of Scintillation Counting. *Pergamon Press*, 1964.
 - [102] nist. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>.
 - [103] G.F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley and son, 1979.

Mesure des processus de double désintégration bêta du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru dans l'expérience NEMO3– Programme de R&D SUPERNEMO : mise au point d'un détecteur BiPo pour la mesure de très faibles contaminations de feuilles sources

Résumé:

Le détecteur NEMO3 a été conçu pour étudier la double désintégration bêta, et notamment, le processus sans émission de neutrino ($\beta\beta 0\nu$). Toutefois, la quantité de ^{100}Mo présente dans le détecteur (7 kg) permet aussi une mesure compétitive de la double désintégration bêta avec émission de deux neutrinos ($\beta\beta 2\nu$) du ^{100}Mo vers l'état excité 0_1^+ du ^{100}Ru (canal $eeN\gamma$). Ledit processus et les sources de bruit de fond attendues ont d'abord fait l'objet d'études par simulations Monte-Carlo, afin d'estimer ensuite leurs contributions respectives à l'ensemble des données expérimentales de NEMO3 (2003-2011). Celles-ci ont été analysées : la demi-vie du processus $\beta\beta 2\nu$ a pu être mesurée et une limite inférieure sur la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ établie.

Par ailleurs, l'expérience SUPERNEMO, successeur de NEMO3, vise à atteindre une sensibilité de 10^{26} années sur la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$. Aussi, la radiopureté des feuilles sources de SUPERNEMO est soumise à des contraintes que ne permettent pas de mesurer les méthodes usuelles de spectrométrie γ : $2\mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ en ^{208}Tl et $10\mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ en ^{214}Bi . C'est pourquoi un détecteur dédié, BiPo, a été développé pour mesurer les contaminations en ^{208}Tl et en ^{214}Bi des feuilles sources de SUPERNEMO, par détection de la chaîne β - α de décroissance $\text{Bi}\rightarrow\text{Po}\rightarrow\text{Pb}$. Après avoir validé le principe de mesure, la contamination intrinsèque au détecteur a été mesurée. Extrapolée à un détecteur BiPo final de 3.6m^2 , ce dernier permettra de mesurer les contaminations des feuilles sources de SUPERNEMO en ^{208}Tl et en ^{214}Bi , en six mois de mesure, avec la sensibilité requise.

Mot-clefs: Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules; Détecteurs de rayonnements, Rayonnement de fond, Modèle Standard (physique nucléaire), Interactions faibles (physique nucléaire), Leptons (physique nucléaire), Neutrinos, Majorana, NEMO, Symétrie matière–anti-matière, Laboratoire souterrain

Double-beta decay measurement of ^{100}Mo to the excited 0_1^+ state of ^{100}Ru in the NEMO3 experiment – R&D program for SUPERNEMO : development of a BiPo detector to measure ultra low contaminations in the source foils

Abstract:

The NEMO3 detector was designed for the study of double beta decay and in particular the search for neutrinoless double beta decay ($\beta\beta 0\nu$). The quantity of ^{100}Mo in the detector (7 kg) allows also a competitive measurement of the two-neutrino double beta decay ($\beta\beta 2\nu$) of ^{100}Mo to the excited 0_1^+ state of ^{100}Ru ($eeN\gamma$ channel). Monte-Carlo simulations of the effect and of all the possible sources of background have been studied in order to determine their contributions to the full NEMO3 experimental data (2003-2011). These one have then been analysed : the $\beta\beta 2\nu$ decay half-life has been measured, and a limit on the $\beta\beta 0\nu$ decay has been obtained.

Moreover, the SUPERNEMO experiment aims to reach a sensitivity up to 10^{26} years on the half-life of neutrinoless double beta decay. The SUPERNEMO detector radioactivity has to be as low as possible. Especially radiopurity levels of $2\mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ in ^{208}Tl and $10\mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ in ^{214}Bi are required for the source foils. The gamma-spectrometry can not measure such low contamination levels. Hence, a BiPo dedicated detector has been developed to measure ^{208}Tl and ^{214}Bi contaminations, identifying the $\text{Bi}\rightarrow\text{Po}\rightarrow\text{Pb}$ β - α chains. A proof of principle has been performed and the detector background has been measured. Assuming these values, a full BiPo detector of 3.6m^2 can achieve the required sensitivities for the SUPERNEMO source foils within six months of measurement.

Keywords: Nuclear counters, Radiation background, Standard Modes (nuclear physics), Weak interactions (nuclear physics), Leptons (nuclear physics), Neutrinos, Majorana, Matter–antimatter symmetry, NEMO, Underground laboratory